

Elastische Streuung von monochromatischen Photonen
am Atomkern des ^{208}Pb in und oberhalb der
Dipol - Riesenresonanz

D i s s e r t a t i o n

Manfred Hammen

1900



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546305_0062

"Elastische Streuung von monochromatischen Photonen
am Atomkern des ^{208}Pb in und oberhalb der
Dipol - Riesenresonanz"

D i s s e r t a t i o n
zur Erlangung des Grades

" D o k t o r
d e r N a t u r w i s s e n s c h a f t "

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg - Universität
in Mainz

Manfred Hammen

geb. in Mainz

Mainz, 1980

"Klassische Sitzung von geschichtswissenschaftlichen Lehrern"

anlässlich des 50. Jahrestages der

1895 - 1945

Einleitung

zur Sitzung des Bundes

"1895 - 1945"

der Historischen Kommission

anlässlich des 50. Jahrestages

der Gründung des Bundes



Leiden, 1945

Prof. Dr. J. A. A. M. M. M.

Leiden, 1945

1. Einleitung	1
2. Der Begriff "Lebenszyklus"	2
3. Die Lebenszyklen der Tiere	3
4. Die Lebenszyklen der Pflanzen	4
5. Die Lebenszyklen der Pilze	5
6. Die Lebenszyklen der Bakterien	6
7. Die Lebenszyklen der Viren	7
8. Die Lebenszyklen der Protozoen	8
9. Die Lebenszyklen der Insekten	9
10. Die Lebenszyklen der Fische	10
11. Die Lebenszyklen der Säugetiere	11
12. Die Lebenszyklen der Vögel	12
13. Die Lebenszyklen der Reptilien	13
14. Die Lebenszyklen der Amphibien	14
15. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	15
16. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	16
17. Die Lebenszyklen der Moospflanzen	17
18. Die Lebenszyklen der Flechten	18
19. Die Lebenszyklen der Pilze	19
20. Die Lebenszyklen der Bakterien	20
21. Die Lebenszyklen der Viren	21
22. Die Lebenszyklen der Protozoen	22
23. Die Lebenszyklen der Insekten	23
24. Die Lebenszyklen der Fische	24
25. Die Lebenszyklen der Säugetiere	25
26. Die Lebenszyklen der Vögel	26
27. Die Lebenszyklen der Reptilien	27
28. Die Lebenszyklen der Amphibien	28
29. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	29
30. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	30
31. Die Lebenszyklen der Moospflanzen	31
32. Die Lebenszyklen der Flechten	32
33. Die Lebenszyklen der Pilze	33
34. Die Lebenszyklen der Bakterien	34
35. Die Lebenszyklen der Viren	35
36. Die Lebenszyklen der Protozoen	36
37. Die Lebenszyklen der Insekten	37
38. Die Lebenszyklen der Fische	38
39. Die Lebenszyklen der Säugetiere	39
40. Die Lebenszyklen der Vögel	40
41. Die Lebenszyklen der Reptilien	41
42. Die Lebenszyklen der Amphibien	42
43. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	43
44. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	44
45. Die Lebenszyklen der Moospflanzen	45
46. Die Lebenszyklen der Flechten	46
47. Die Lebenszyklen der Pilze	47
48. Die Lebenszyklen der Bakterien	48
49. Die Lebenszyklen der Viren	49
50. Die Lebenszyklen der Protozoen	50
51. Die Lebenszyklen der Insekten	51
52. Die Lebenszyklen der Fische	52
53. Die Lebenszyklen der Säugetiere	53
54. Die Lebenszyklen der Vögel	54
55. Die Lebenszyklen der Reptilien	55
56. Die Lebenszyklen der Amphibien	56
57. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	57
58. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	58
59. Die Lebenszyklen der Moospflanzen	59
60. Die Lebenszyklen der Flechten	60
61. Die Lebenszyklen der Pilze	61
62. Die Lebenszyklen der Bakterien	62
63. Die Lebenszyklen der Viren	63
64. Die Lebenszyklen der Protozoen	64
65. Die Lebenszyklen der Insekten	65
66. Die Lebenszyklen der Fische	66
67. Die Lebenszyklen der Säugetiere	67
68. Die Lebenszyklen der Vögel	68
69. Die Lebenszyklen der Reptilien	69
70. Die Lebenszyklen der Amphibien	70
71. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	71
72. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	72
73. Die Lebenszyklen der Moospflanzen	73
74. Die Lebenszyklen der Flechten	74
75. Die Lebenszyklen der Pilze	75
76. Die Lebenszyklen der Bakterien	76
77. Die Lebenszyklen der Viren	77
78. Die Lebenszyklen der Protozoen	78
79. Die Lebenszyklen der Insekten	79
80. Die Lebenszyklen der Fische	80
81. Die Lebenszyklen der Säugetiere	81
82. Die Lebenszyklen der Vögel	82
83. Die Lebenszyklen der Reptilien	83
84. Die Lebenszyklen der Amphibien	84
85. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	85
86. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	86
87. Die Lebenszyklen der Moospflanzen	87
88. Die Lebenszyklen der Flechten	88
89. Die Lebenszyklen der Pilze	89
90. Die Lebenszyklen der Bakterien	90
91. Die Lebenszyklen der Viren	91
92. Die Lebenszyklen der Protozoen	92
93. Die Lebenszyklen der Insekten	93
94. Die Lebenszyklen der Fische	94
95. Die Lebenszyklen der Säugetiere	95
96. Die Lebenszyklen der Vögel	96
97. Die Lebenszyklen der Reptilien	97
98. Die Lebenszyklen der Amphibien	98
99. Die Lebenszyklen der Farnpflanzen	99
100. Die Lebenszyklen der Blütenpflanzen	100

1. Referent: Prof. Dr. B. Ziegler

2. Referent: Prof. Dr. G. Fricke

Tag der mündlichen Prüfung: 23.5.1980

Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Einleitung	1
2.	Die Streuamplitude der elastischen Photonenstreuung	3
2.1.	Rayleigh - Streuung	5
2.2.	Kern - Thomson - Streuung und Kern - Resonanzstreuung	6
2.3.	Delbrück - Streuung	13
3.	Der experimentelle Aufbau	15
3.1.	Die Mainzer Anordnung zur Annihilation von Positronen im Flug	15
3.2.	Transport durch das Strahlführungssystem	17
3.3.	Das Kollimatorsystem	20
3.4.	Das Photonenspektrum	20
3.5.	Messung des Energieflusses der Photonen	22
3.6.	Subtraktion des Bremsspektrums und Berechnung der Zahl der Annihilationsquanten	23
3.7.	Die NaJ - Spektrometer	25
3.7.1.	Anordnung der Spektrometer und der Abschirmung	25
3.7.2.	Signalverstärkung und Verarbeitung	27
3.7.3.	Korrektur der Totzeitverluste	30
3.7.4.	Die Apparatfunktion der Spektrometer	32
4.	Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	35
4.1.	Korrektur des Elektronenverhältnisses	36
4.2.	Die Zahl der gestreuten Photonen	38
4.2.1.	Differenzspektren	38
4.2.2.	Ermittlung der Pile-up Verbreiterung	38
4.2.3.	Extrapolation des Untergrunds und Fit der Spektren	40
4.3.	Ergebnisse und Vergleich mit (γ, n) - Messungen	41
5.	Zusammenfassung	52
	Literaturverzeichnis	53

1. Einleitung

Zur Untersuchung der Eigenschaften der Atomkerne durch ihre elektromagnetische Wechselwirkung mit Photonen bieten sich dem Experimentalphysiker mehrere Möglichkeiten an. Neben der durch die experimentellen Bedingungen bevorzugten Elektronenstreuung, die einer Wechselwirkung des Kerns mit virtuellen Photonen entspricht, sind verschiedene Experimente mit reellen Photonen von Bedeutung. Erwähnt seien hier der Nachweis der beim Kernphotoeffekt emittierten Nukleonen und auch die Bestimmung der nuklearen Absorption von Photonen. Absorptionsmessungen, wie sie in Mainz durchgeführt wurden, sind nur bei leichten Atomen sinnvoll, da vom gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt der atomare Absorptionsquerschnitt subtrahiert werden muß; dies ist nur bei leichten Kernen mit der nötigen Genauigkeit möglich.

Nach einer sehr allgemeingültigen, grundlegenden Beziehung ist mit jeder Photonenabsorption jedoch eine elastische Streuamplitude verknüpft. Durch den Einfluß der verschiedenen räumlichen Ladungsverteilungen von Hülle und Kern werden atomare Einflüsse hier stark unterdrückt, so daß auch die Messungen bei schweren Kernen möglich werden. Außerdem gewinnt man durch die Untersuchung der Winkelverteilung der elastischen Streuquerschnitte noch weitere Informationen über die Struktur des Streukerns. Falls durch die Photonen im Atomkern Zustände mit verschiedenen Multipolaritäten angeregt werden, so führt die kohärente Überlagerung der Streuamplituden zu Interferenzerscheinungen im Wirkungsquerschnitt, die vom Streuwinkel abhängen und charakteristisch für die jeweiligen Multipolaritäten sind. Diese Tatsache gestattet eine weitgehend modellunabhängige Auswertung von Messungen der Winkel - Verteilung der Wirkungsquerschnitte. Ein weiterer wesentlicher Vorteil gegenüber der Teilchenstreuung: Photonen sind neutral und unterliegen nicht der starken Wechselwirkung.

Nach theoretischen Voraussagen muß in jedem Atomkern E2 - Stärke vorhanden sein, die jedoch über einen großen Energiebereich verteilt sein kann. Für den Atomkern des ^{208}Pb wird jedoch oberhalb der Dipol - Riesenresonanz eine isovektorielle E2 - Stärke mit der Form einer Resonanz vorhergesagt; "isovektoriell" bedeutet, daß im Kern Protonen und Neutronen gegeneinander oszillieren. Die Messungen der Kernstreuung von Photonen wurden deshalb an diesem Atomkern im Energiebereich zwischen 14,4 und 30 MeV durchgeführt, um Lage, Stärke und Breite dieser E2 - Resonanz zu bestimmen.

An der Mainzer Anlage zur Annihilation von Positronen im Flug wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung unter den Streuwinkeln 60 Grad und 150 Grad simultan bestimmt ¹⁾.

Nach einem kurzen Abriß der theoretischen Beschreibung der Streuprozesse folgt eine detaillierte Erläuterung des Aufbaus und der Durchführung des Experiments. Anschließend werden die Ergebnisse vorgestellt und eine vorläufige Auswertung der Ergebnisse ohne Berücksichtigung des Quasi - Deuteron - Effekts und der Delbrück - Streuung.

2. Die Streuamplitude der elastischen Photonenstreuung

Wird ein Photon an einem Atom oder Atomkern gestreut, so besteht die Möglichkeit, daß sich das Atom bzw. dessen Kern nach dem Prozeß nicht mehr im Anfangszustand befindet. Haben Anfangs- und Endzustand verschiedene Energien, so wird sich auch die Energie des gestreuten Photons von der des einlaufenden unterscheiden (inelastische Streuung).

Befindet sich das Atom nach der Wechselwirkung mit dem Photon wieder im Anfangszustand und hat das auslaufende Photon die Energie des einlaufenden, so spricht man von elastischer Streuung. Eine Energiedifferenz, die sich daraus ergibt, daß das Atom einen Rückstoßimpuls aufnimmt, ist bei den hier betrachteten Photonenenergien bis 30 MeV sehr gering und kann bei der theoretischen Behandlung vernachlässigt werden. Der Prozeß wird trotz dieser Energiedifferenz als elastisch bezeichnet.

Es gibt nun verschiedene Elementarprozesse, deren Beitrag zur elastischen Streuung durch ihre Streuamplituden beschrieben wird. Die Streuamplituden lassen sich i. a. als komplexe Funktionen der Photonenenergie und des Streuwinkels darstellen. Durch die Verwendung einer komplexen Amplitude wird gleichermaßen die Streuung der Photonen und die Schwächung des Photonenstrahls durch Absorption beschrieben.

Alle Prozesse, die nun den selben Anfangs- und Endzustand verknüpfen, überlagern sich kohärent; das bedeutet, daß die Streuamplituden dieser Prozesse zu addieren sind und nicht ihre Wirkungsquerschnitte. Der Streuquerschnitt ergibt sich dann aus dem Betrags - Quadrat der gesamten Streuamplitude.

Auch die Streuprozesse am Atomkern und an der Atomhülle überlagern sich kohärent. Bei der Atomhülle kommt nur ein einziger Prozeß in Frage, die Rayleigh - Streuung. Für den

Atomkern sind Kern - Thomson- und Kern - Resonanzstreuung sowie die Delbrück - Streuung von Bedeutung.

Einen Zusammenhang der Streuamplituden $a(E, \theta)$ zu den Absorptionsquerschnitten stellt das optische Theorem her, und zwar bezieht es sich auf den Imaginärteil der Streuamplituden in Vorwärtsrichtung:

$$\text{Im } a(E, \theta=0) = \frac{E}{4\pi\hbar c} \cdot \sigma_{\text{abs}}(E)$$

Dabei gehören die folgenden Amplituden und Absorptionsprozesse zueinander:

Rayleigh - Streuung	-	Photoeffekt
Kern - Resonanzstreuung	-	Kernphotoeffekt
Delbrück - Streuung	-	Paarproduktion

Zu der Kern - Thomson - Streuung gibt es keinen Absorptionsprozeß, ihr Imaginärteil ist Null.

Der Realteil der verschiedenen Streuamplituden ist mit dem Imaginärteil durch die Dispersionsrelation gekoppelt.

$$\text{Re } a(E, \theta=0) = \text{Re } a(E=0, \theta=0) + \frac{2E^2}{\pi} \rho \int_0^{\infty} \frac{\text{Im } a(E', \theta=0)}{E' \cdot (E'^2 - E^2)} dE'$$

Die Ursache dieser Relation ist der kausale Zusammenhang zwischen einlaufendem und gestreutem Photon.

Im folgenden werden die hier erwähnten Streuprozesse behandelt. Besonderes Gewicht erhält hierbei die Beschreibung der Kern - Thomson- und der Kern - Resonanzstreuung.

2.1. Rayleigh - Streuung

Bei der Rayleigh - Streuung an den Elektronen der Atomhülle übernimmt das ganze Atom den Rückstoßimpuls. Im Zwischenzustand dieses Prozesses ist die Elektronenhülle angeregt. Die Streuamplitude ist darstellbar als Produkt der Thomson - Amplitude eines Elektrons $(\vec{E}_{\lambda_1} \cdot \vec{E}_{\lambda_2}) e^2/m_e$ und dem Atomformfaktor f , der die räumliche Ausdehnung der Atomhülle berücksichtigt. $\vec{E}_{\lambda_1}$ und $\vec{E}_{\lambda_2}$ bezeichnen die Polarisationsrichtung des ein- und des auslaufenden Photons. Für den Formfaktor gilt

$$f(q) = \int |\psi|^2 \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r$$

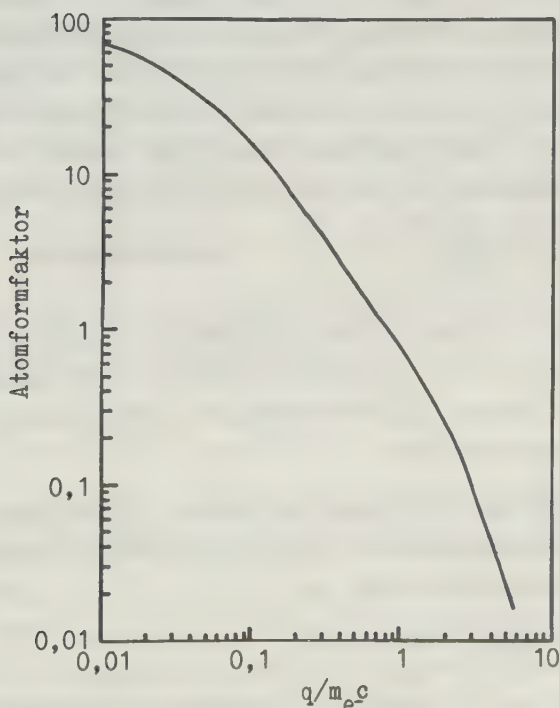


Abb. 1: Der Formfaktor der Elektronenhülle des Bleiatoms als Funktion des Impulsübertrags q . Zum Vergleich: 15 MeV Photonenenergie und 60° Streuwinkel entsprechen $q=29,4 m_e c$.

Er hängt vom Impulsübertrag q ab und damit auch von der Energie und dem Streuwinkel des Photons. Bei Energien in dem hier interessierenden Bereich führt dieser Formfaktor bereits bei kleinen Streuwinkeln dazu, daß die Rayleigh - Streuung vernachlässigt werden kann. Das wird auch durch Abb. 1 verdeutlicht ²⁾, die den Verlauf des Formfaktors bei kleinen Impulsüberträgen illustriert. Die von verschiedenen Autoren experimentell bestimmten Werte ²⁻⁵⁾ stimmen mit neueren Rechnungen ⁶⁾ überein.

2.2. Kern - Thomson - Streuung und Kern - Resonanzstreuung ⁷⁾

Unter Kern - Thomson - Streuung versteht man im klassischen Sinn die Emission von Strahlung durch Oszillation des Atomkerns als Ganzes, die durch die einlaufende elektromagnetische Welle erzeugt wird. Dabei bestimmen sowohl die Ladung $Z \cdot e$ wie auch die Gesamtmasse $M \cdot A$ des Kerns die Streuamplitude. Sie ist

$$S_{\text{Th}} \sim - \frac{Z^2 e^2}{M \cdot A} \quad (\text{Notation: } \hbar=c=1)$$

Die Kern - Thomson - Streuung kann zusammen mit der Kern - Resonanzstreuung, bei der im Atomkern bestimmte Schwingungszustände angeregt werden, quantenmechanisch durch Störungsrechnung beschrieben werden.

Den Hamilton - Operator H des physikalischen Systems aus einlaufender elektromagnetischer Welle und Atomkern kann man sich zusammengesetzt denken aus

$$H = H_{\text{nucl}} + H_{\text{rad}} + H_{\text{int}}$$

wobei H_{nucl} und H_{rad} die Hamilton - Operatoren des ungestörten Atomkerns bzw. des Strahlungsfeldes sind:

$$H_{\text{nuc1}} = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2M} + \sum_{i < j}^A V_{ij}$$

$$H_{\text{rad}} = \sum_{\vec{k}, \lambda} \omega_k a_{\vec{k}, \lambda}^+ a_{\vec{k}, \lambda}$$

mit $\vec{k}, \lambda$ Impuls und Polarisation des Photonenfeldes, $a_{\vec{k}, \lambda}^+$ und $a_{\vec{k}, \lambda}$ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren des Photonenfeldes. H_{int} beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem Atomkern und dem Strahlungsfeld. Zur Berechnung der Streuamplitude müssen H_{int} und die Zustände des ungestörten Systems bekannt sein.

Um die Anteile der Relativ- und Schwerpunktsbewegung der Nukleonen zur Streuamplitude zu erkennen, wird H_{nuc1} als Summe zweier Terme mit Relativ- und Schwerpunktsimpuls dargestellt:

$$\begin{aligned} \vec{R} &= \frac{1}{A} \sum_i \vec{r}_i & \vec{r}_i &= \vec{r}'_i + \vec{R} \\ \vec{P} &= \sum_i \vec{p}_i & \vec{p}_i &= \vec{p}'_i + \frac{1}{A} \vec{P} \end{aligned}$$

wobei $\vec{r}'_i, \vec{p}'_i$ Ort und Impuls eines Nukleons im Schwerpunktsystem sind. Damit ergibt sich

$$H_{\text{nuc1}} = \frac{\vec{P}^2}{2AM} + \sum_i \frac{\vec{p}'_i^2}{2M} + \sum_{i < j} V_{ij}$$

Den Operator H_{int} erhält man durch "minimale Kopplung" der Ladungen an das Strahlungsfeld. Im Laborsystem wird sie eingeführt, indem man $\vec{p}_i$ durch $\vec{p}_i - e_i \vec{A}_i$ ersetzt (es ist $\vec{A}_i = \vec{A}(\vec{r}_i)$), wobei die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit magnetischen Momenten nicht berücksichtigt ist. Für Relativ- und Schwerpunktsimpuls sieht die minimale Kopplung wie folgt aus:

$$\text{mit } \vec{P} = \sum_i \vec{p}_i \quad \text{folgt} \quad \vec{P} \rightarrow \vec{P} - \sum_i e_i \vec{A}_i$$

$$\text{mit } \vec{p}'_i = \vec{p}_i - \frac{1}{A} \vec{P} \quad \text{folgt} \quad \vec{p}'_i \rightarrow \vec{p}'_i - e_i \vec{A}_i + \frac{1}{A} \sum_j e_j \vec{A}_j$$

Damit erhält man

$$\begin{aligned} H_{\text{nuc1}} &\rightarrow H_{\text{nuc1}} + H_{\text{int}} = \\ &= H_{\text{nuc1}} - \frac{1}{AM} \vec{P} \sum_i e_i \vec{A}_i + \frac{1}{2M} \sum_i e_i^2 \vec{A}_i^2 - \frac{1}{M} \sum_i \vec{p}'_i e_i \vec{A}_i \end{aligned}$$

Der Operator des quantisierten Strahlungsfeldes wird mit Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren dargestellt durch ⁸⁾

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{2\pi}{V}} (a_{\vec{k}, \lambda}^+ \vec{\epsilon}_{\lambda} e^{-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} + a_{\vec{k}, \lambda} \vec{\epsilon}_{\lambda} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)})$$

$\vec{\epsilon}_{\lambda}$ ist dabei der Polarisationsvektor. $a_{\vec{k}, \lambda}^+$ hat die Eigenschaft, ein zusätzliches Photon mit Impuls $\vec{k}$ und Polarisation $\vec{\epsilon}_{\lambda}$ zu erzeugen. Es gilt

$$\begin{aligned} a_{\vec{k}, \lambda}^+ |n_{\vec{k}, \lambda}\rangle &= \sqrt{(n_{\vec{k}, \lambda} + 1)} \cdot |(n+1)_{\vec{k}, \lambda}\rangle \\ a_{\vec{k}, \lambda} |n_{\vec{k}, \lambda}\rangle &= \sqrt{n_{\vec{k}, \lambda}} \cdot |(n-1)_{\vec{k}, \lambda}\rangle \end{aligned}$$

Störungsrechnung 1. Ordnung:

Mit Hilfe des berechneten Wechselwirkungsoperators kann das Problem jetzt durch zeitabhängige Störungsrechnung behandelt werden. Man erhält in 1. Näherung für die elastische Streuamplitude $S \sim \langle N, \vec{k}_2 \lambda_2 | H_{\text{int}} | N, \vec{k}_1 \lambda_1 \rangle$, wobei $|N, \vec{k}_1 \lambda_1\rangle$ und $|N, \vec{k}_2 \lambda_2\rangle$ den Grundzustand des ungestörten Atomkerns mit einem Photon $\vec{k}_1 \lambda_1$ bzw. $\vec{k}_2 \lambda_2$ darstellen. Es verschwinden dabei alle Terme, die die Photonenzahl nicht erhalten. Übrig bleiben nur die zwei Terme mit $a^+ a$ und $a a^+$ (aus $\vec{A}^2$), weshalb dieser Term

auch mit A^2 - Term bezeichnet wird. Man erhält

$$\begin{aligned} \langle N, \vec{k}_2 \lambda_2 | \frac{1}{2M} \sum_i e_i^2 \vec{A}_i^2 | N, \vec{k}_1 \lambda_1 \rangle &= \\ &= \frac{1}{2M} \frac{2\pi}{|\vec{k}|} (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \cdot 2 \langle N, \vec{k}_2 \lambda_2 | \sum_i e_i^2 \cdot e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_i} | N, \vec{k}_2 \lambda_2 \rangle \\ &= (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \frac{1}{M} \frac{2\pi}{|\vec{k}|} Z \cdot e^2 \cdot F \end{aligned}$$

wobei der Formfaktor F definiert ist durch

$$F = \frac{1}{Z \cdot e^2} \langle N | \sum_i e_i^2 \cdot e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_i} | N \rangle$$

Der Formfaktor berücksichtigt die räumliche Ausdehnung des Atomkerns und ist die Fourier - Transformierte der Ladungsverteilung im Kern. Für kleine Impulsüberträge ist $F \approx 1$.

Mit dem berechneten Matrixelement kann nun die Übergangswahrscheinlichkeit und die Streuamplitude berechnet werden. Wenn die Energie der Endzustände kontinuierlich variieren kann, so erhält man mit Hilfe von Fermis goldener Regel die Übergangswahrscheinlichkeit zu

$$W = 2\pi |\langle N, \vec{k}_2 \lambda_2 | H_{int} | N, \vec{k}_1 \lambda_1 \rangle|^2 \cdot \mathcal{G}_E$$

Dabei ist $\mathcal{G}_E$ die Dichte der Endzustände und von der Photonenenergie abhängig ⁸⁾:

$$\mathcal{G}_E = \frac{|\vec{k}|^2}{(2\pi)^3}$$

Damit ergibt sich in 1. Näherung für die Streuamplitude

$$S_1 = -\sqrt{W} = -(\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \frac{Z \cdot e^2}{M} \cdot F$$

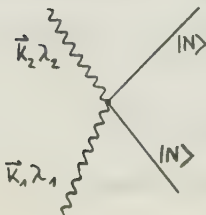


Abb.2: Feynman - Graph des A^2 - Terms (1. Näherung)

Störungsrechnung 2. Ordnung:

Wenn der Gesamtimpuls des Atomkerns im Laborsystem klein ist, so kann im Operator H_{int} der Term, der den Operator des Schwerpunktimpulses enthält, vernachlässigt werden. Damit wird gleichzeitig der Imaginärteil der Kern - Thomson-Streuung vernachlässigt. Der dominierende Beitrag zur Streuamplitude in 2. Näherung stammt von dem Ausdruck

$$- \frac{1}{M} \sum_i \vec{p}'_i \cdot \vec{e}_i \vec{A}_i$$

Es gilt

$$S_2 = \sqrt{2\pi g_E} \sum_{N'} \langle N, \vec{k}_2, \lambda_2 | \frac{1}{M} \sum_i \vec{p}'_i \cdot \vec{e}_i \vec{A}_i | N', Z' \rangle \frac{1}{E_{N'} - E_N - k} \langle N', Z' | \frac{1}{M} \sum_i \vec{p}'_i \cdot \vec{e}_i \vec{A}_i | N, \vec{k}_1, \lambda_1 \rangle$$

Dabei bezeichnet $|N', Z'\rangle$ den Zwischenzustand des Atomkerns und des Photonenfeldes. E_N und $E_{N'}$ sind die Energien des Atomkerns im Grund- und Zwischenzustand. k ist die Differenz der Energie des Photonenfeldes im Zwischen- und Anfangszustand. Durch Einsetzen des Operators $\vec{A}$ erhält man

$$S_2 = \sum_{N'} \frac{1}{M^2} \langle N, \vec{k}_2, \lambda_2 | \sum_i \vec{e}_i \vec{p}'_i \vec{E}_{\lambda_2} e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_i} a_{\vec{k}_2, \lambda_2}^+ | N', 0 \rangle \frac{1}{E_{N'} - E_N - k} \langle N', 0 | \sum_i \vec{e}_i \vec{p}'_i \vec{E}_{\lambda_1} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_i} a_{\vec{k}_1, \lambda_1} | N, \vec{k}_1, \lambda_1 \rangle$$

$$+ \sum_{N'} \frac{1}{M^2} \langle N, \vec{k}_2, \lambda_2 | \sum_i \vec{e}_i \vec{p}'_i \vec{E}_{\lambda_1} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_i} a_{\vec{k}_1, \lambda_1} | N', \vec{k}_1, \lambda_1, \vec{k}_2, \lambda_2 \rangle \frac{1}{E_{N'} - E_N + k} \langle N', \vec{k}_1, \lambda_1, \vec{k}_2, \lambda_2 | \sum_i \vec{e}_i \vec{p}'_i \vec{E}_{\lambda_2} e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_i} a_{\vec{k}_2, \lambda_2}^+ | N, \vec{k}_2, \lambda_2 \rangle$$

Die beiden Summanden lassen erkennen, daß im Zwischenzustand kein Photon oder 2 Photonen vorhanden sein können. Dies wird verdeutlicht durch die beiden Feynman - Graphen nach Abb.3, die diesen Vorgang beschreiben.

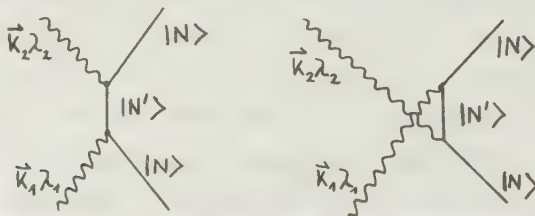


Abb. 3: Feynman - Graphen der Kern - Resonanzstreuung.

Mit dem Einführen der Dipolnäherung $e^{i\vec{k}\vec{r}_i} \approx 1$ vereinfacht sich obige Beziehung. Diese Näherung ist am Blei - Atomkern anwendbar bis zu einer Energie von etwa 5 MeV. Wie man Abweichungen bei höheren Energien korrigieren kann, wird in Abschn. 4.3. behandelt. Weiter kann man ersetzen

$$\vec{p}_i' = iM[\vec{H}, \vec{r}_i']$$

wobei H der Hamilton - Operator im Schwerpunktsystem ist. H kann nun auf die Zustände $|N\rangle$ bzw. $|N'\rangle$ angewendet werden. Außerdem kann der Dipoloperator im Schwerpunktsystem eingeführt werden:

$$\vec{D} = \sum_i e_i \vec{r}_i'$$

Hierdurch läßt sich die Streuamplitude umformen zu

$$S_2 = \sum_{N'} \left(\langle N | \vec{\epsilon}_{\lambda_2} \cdot \vec{D} | N' \rangle \frac{(E_{N'} - E_N)^2}{E_{N'} - E_N - |k|} \langle N' | \vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{D} | N \rangle \right. \\ \left. + \langle N | \vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{D} | N' \rangle \frac{(E_{N'} - E_N)^2}{E_{N'} - E_N + |k|} \langle N' | \vec{\epsilon}_{\lambda_2} \cdot \vec{D} | N \rangle \right)$$

Hier ist bereits ersichtlich, daß dieser Term für große Photonenenergien oberhalb der Resonanzenergien verschwindet. Bei kugelsymmetrischer Ladungsverteilung des Atomkerns kann man über die Skalarprodukte $\vec{\epsilon} \cdot \vec{D}$ mitteln und einen Faktor $(\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2})/3$ herausziehen. Dann können die Energieterme umgeformt werden:

$$\frac{(E_{N'} - E_N)^2}{E_{N'} - E_N \pm |k|} = \frac{|k|^2}{E_{N'} - E_N \pm |k|} + E_{N'} - E_N \mp |k|$$

Daraus berechnet sich S_2 zu

$$S_2 = \frac{1}{3} (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \sum_{N'} \left(\langle N | \vec{D} | N' \rangle \langle N' | [\vec{H}, \vec{D}] | N \rangle - \langle N | [\vec{H}, \vec{D}] | N' \rangle \langle N' | \vec{D} | N \rangle \right) \\ + \frac{1}{3} (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) |k|^2 \sum_{N'} \frac{2(E_{N'} - E_N)}{(E_{N'} - E_N)^2 - |k|^2} \langle N | \vec{D} | N' \rangle \langle N' | \vec{D} | N \rangle$$

Im ersten Summanden kann die Summe über die Zwischenzustände ausgeführt werden ⁹⁻¹⁰⁾ :

$$S_{2,1} = \frac{1}{3} (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \langle N | [\vec{D}, [\vec{H}, \vec{D}]] | N \rangle = (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \frac{1}{M} \frac{NZ \cdot e^2}{A} (1 + \chi)$$

Diese Beziehung ist als Thomas - Reiche - Kuhn - Summensatz bekannt. χ beschreibt den Anteil des Potentials im Hamilton - Operator H und liefert so den Beitrag der Austauschwechselwirkung zwischen den Nukleonen zur elastischen Streuamplitude. Für ein rein ortsabhängiges Potential verschwindet der Kommutator $[\vec{V}_{ij}, \vec{D}]$ und damit wird $\chi=0$.

Im 2. Summanden wird die Größe $f_{N'} = \frac{2M}{3} (E_{N'} - E_N) |\langle N | \vec{D} | N' \rangle|^2$ Oszillatorstärke genannt ¹¹⁾. Dieser Summand ergibt sich so zu

$$S_{2,2} = (\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \frac{1}{M} |k|^2 \sum_{N'} \frac{f_{N'}}{(E_{N'} - E_N)^2 - |k|^2}$$

Die Amplitude $S_{2,1}$ läßt sich mit dem A^2 - Term zusammenfassen. Falls keine Austauschwechselwirkung vorliegt, erhält man

$$-(\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \frac{e^2}{M} (Z \cdot F - \frac{NZ}{A})$$

Bei kleinen Impulsüberträgen gilt für den Formfaktor $F \approx 1$, daraus ergibt sich im Grenzfall

$$S(|\vec{k}| \rightarrow 0) = -(\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \frac{Z^2 e^2}{MA}$$

Das ist die klassische Thomson - Streuamplitude.

Christillin und Rosa - Clot ¹²⁾ haben gezeigt, daß man, wenn der Anteil χ der Austauschwechselwirkung nicht verschwindet, einen Zusatzterm einführen muß, um die Eichinvarianz zu erhalten ¹³⁾. Dieser Term hat die Form

$$-(\vec{\epsilon}_{\lambda_1} \cdot \vec{\epsilon}_{\lambda_2}) \chi \frac{NZ \cdot e^2}{MA} \cdot F_{\text{aust}}$$

Der Formfaktor der Austauschwechselwirkung F_{aust} berücksichtigt die räumliche Verteilung der stark wechselwirkenden Proton-Neutron - Paare. Mit diesem Eichterm erhält man auch mit Austauschwechselwirkung im Grenzfall $E_\gamma \rightarrow 0$ die klassische Thomson - Streuamplitude.

2.3. Delbrück - Streuung

Hierunter versteht man die Streuung von Photonen im Coulombfeld des Kerns. In diesem Feld können Elektron - Positron - Paare erzeugt werden, die die Streustrahlung verursachen. Oberhalb der Paarerzeugungsschwelle können diese Paare virtuell oder auch reell sein; da durch das Erzeugen reeller Paare auch Absorption stattfindet, ist die Streuamplitude komplex. Zur Delbrück - Streuung gibt es kein klassisches Analogon.

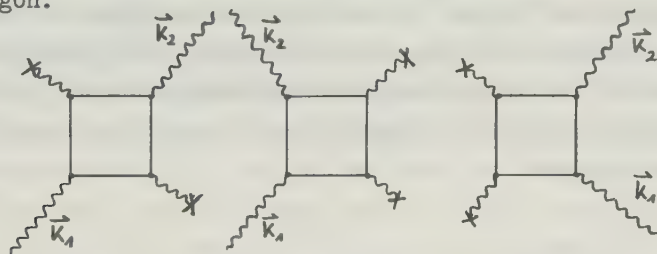


Abb. 4: Feynman - Graphen der Delbrück - Streuung in niedrigster Ordnung.

Von Papatzakos und Mork ¹⁴⁾ sowie von Bar - Noy und Kahane ¹⁵⁾ wurden die Delbrück - Amplituden für verschiedene Streuwinkel bis in den hier interessierenden Energiebereich berechnet. Außerdem wurden verschiedene Experimente durchgeführt, die eine Kontrolle dieser Rechnungen ermöglichen. Von Schumacher et al. ¹⁶⁾ wurde der elastische Streuquerschnitt am Pb bei einer Photonenenergie von 2,754 MeV und Streuwinkeln zwischen

15° und 150° bestimmt. Bei dieser Energie ist jedoch der Imaginärteil der Delbrück - Amplitude sehr klein, sodaß damit nur der Realteil, der den obigen Rechnungen entnommen wurde, getestet werden konnte. Kahane, Shahal und Moreh ¹⁷⁾ haben den elastischen Streuquerschnitt am Pb und ^{238}U für den Streuwinkel $1,5^\circ$ und Energien von 6,8 bis 11,4 MeV bestimmt; dieser Energiebereich ist zur Untersuchung der Delbrück - Amplituden sehr vorteilhaft, da sich die Amplituden von Kern - Thomson- und Kern - Resonanzstreuung durch destruktive Interferenz nahezu aufheben, außerdem liegen Real- und Imaginärteil der Delbrück - Amplituden in der gleichen Größenordnung. Beide Experimente zeigen, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment durch die Delbrück - Amplituden wesentlich verbessert wird.

Die Delbrück - Streuung ist besonders bei schweren Kernen von Bedeutung, da ihre Amplitude proportional Z^2 anwächst. Dennoch findet man für den in der vorliegenden Arbeit behandelten Energiebereich, daß am Blei - Atomkern die Delbrück-Amplituden bei 150° Streuwinkel vernachlässigbar sind, bei 60° Streuwinkel können sie jedoch bereits merkliche Abweichungen hervorrufen.

3. Der Experimentelle Aufbau

3.1. Die Mainzer Anordnung zur Annihilation von Positronen im Flug

Zur Erzeugung von monochromatischen Photonen wurde bereits 1972 begonnen, am Mainzer Elektronen - Linearbeschleuniger eine Anlage zum Erzeugen von hochenergetischen Positronen und deren Annihilation zu errichten¹⁸⁾. An dieser Anlage wurde auch die vorliegende Messung durchgeführt; jedoch mußte, um störenden Neutronen- und Photonenuntergrund zu reduzieren, der Aufbau an einigen Punkten modifiziert werden.

Der Aufbau des Strahlführungssystems ist in Abb. 5 skizziert. Der Elektronenstrahl des Mainzer Linearbeschleunigers (gemessen wurde mit einer Energie $E_e = 140$ MeV) wird durch das Quadrupol - Triplet QTO auf das Positronen - Konversions-target PT fokussiert. Das Target besteht aus Tantal in einer Graphitfassung und ist bei Leicht¹⁹⁾ beschrieben. Die hier entstehenden Positronen werden durch ein Ablensystem, bestehend aus einem Quadrupol - Dublett QD1, zwei 45°-Ablenkmagneten D1 und D2 und dem Quadrupol - Dublett QD2 weiter zur Experimentierhalle geleitet. Zwischen den beiden Ablenkmagneten befindet sich der Energiespalt ES, der die Energiebreite des Strahls definiert. Der Kollimator K, in dem QD2 ein Zwischenbild erzeugt, und die Blei - Abschirmung Pb in der Wand reduzieren die Untergrundstrahlung, die aus der Magnet-halle in die Experimentierhalle gelangen kann.

In der Experimentierhalle wird der Positronenstrahl durch den 6 Grad - Magneten nach links abgelenkt und anschließend durch das Quadrupol - Triplet QT1 auf das Annihilationstarget AT fokussiert. Dazwischen befindet sich eine Mauer aus Bor-Paraffin BP und Blei. Hinter dem Annihilationstarget lenkt ein Reinigungsmagnet RM den Positronenstrahl um 90° nach unten ab, wo er in einem Faraday - Detektor nachgewiesen wird.

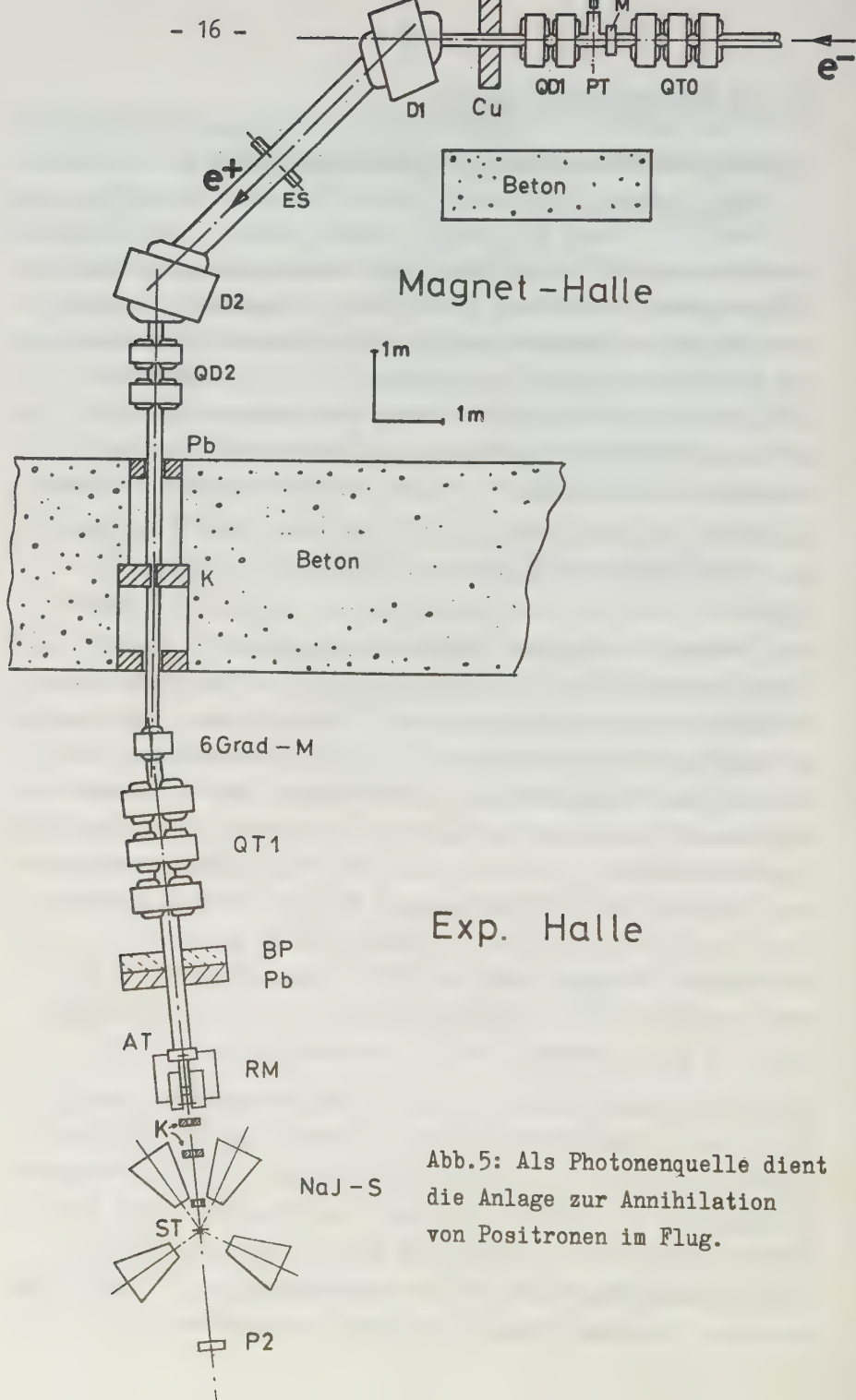


Abb.5: Als Photonenquelle dient die Anlage zur Annihilaton von Positronen im Flug.

Von den im Annihilationstarget entstehenden Photonen wird durch das Kollimatorsystem K, bestehend aus 3 Kollimatoren, ein Strahl in Vorwärtsrichtung ausgeblendet und trifft auf das Streutarget ST. Mit der Ionisationskammer P2 wird der Primär - Quantenfluß gemessen, mit den 4 NaJ - Spektrometern, die unter 60° und 150° angeordnet sind, werden die gestreuten Photonen nachgewiesen.

Die wesentlichsten Änderungen gegenüber dem vorherigen Aufbau ¹⁹⁾, die an diesem System durchgeführt wurden, waren einmal die 6 Grad - Ablenkung in der Experimentierhalle, die verhindern soll, daß im Wandkollimator entstehender störender Untergrund zur Meßanordnung gelangt. Das Annihilationstarget wurde entlang der Strahlachse so verschoben, daß es sich im Bildpunkt des Positronenstrahls befindet. Hierdurch wurde ein besseres Kollimatorsystem ermöglicht, das insbesondere die Untergrundbelastung der 150° - Spektrometer verringert. Weiter wurde die Ablenkrichtung am Reinigungsmagneten geändert, wodurch der Neutronen - Untergrund vom Faraday - Detektor besser unterdrückt werden konnte und außerdem Platz für das symmetrische Aufstellen der Spektrometer geschaffen wurde.

3.2. Transport durch das Strahlführungssystem

Mit dem TRANSPORT - Programm ²⁰⁾ wurde die Ausdehnung des Positronenstrahls entlang der Strahlachse berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 6 dargestellt. Die Bezeichnungen sind die gleichen wie in Abb. 5. Aufgetragen ist die Strahl - Einhüllende in der horizontalen und der vertikalen Ebene. In der horizontalen Ebene beschreibt die durchgezogene Linie einen monochromatischen Strahl, die gestrichelte Linie einen Strahl mit einer Energie- Unschärfe von $\pm 0,5\%$. Der Strahlfleck auf dem Annihilationstarget hat eine Größe von ca. 8mm x 16mm.

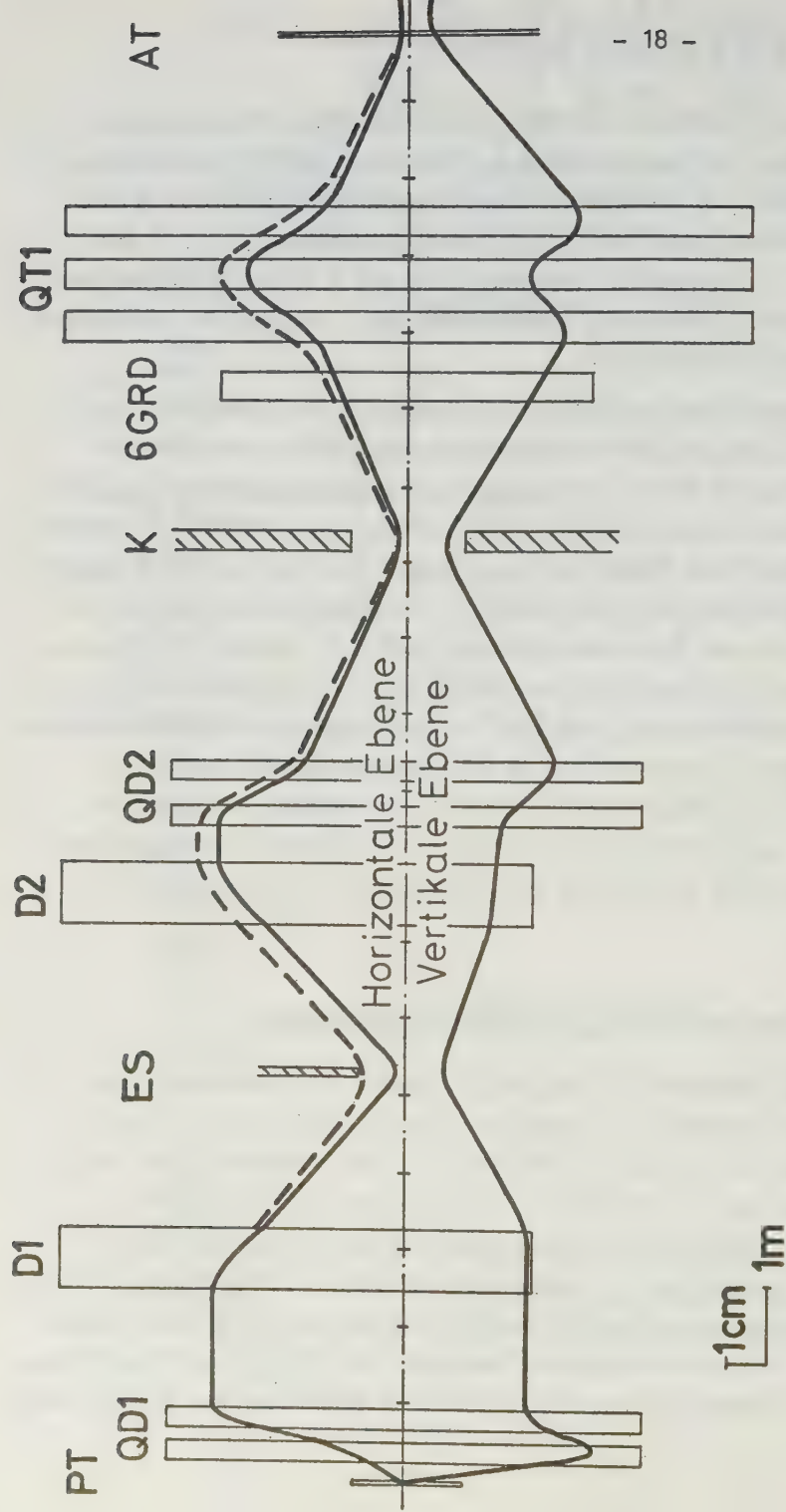


Abb. 6: Die Einhüllende des Positronenstrahls. Die durchgezogenen Linien gelten für einen monochromatischen Strahl, die gestrichelte Linie bei einer Energieunschärfe von $\pm 0,5\%$.

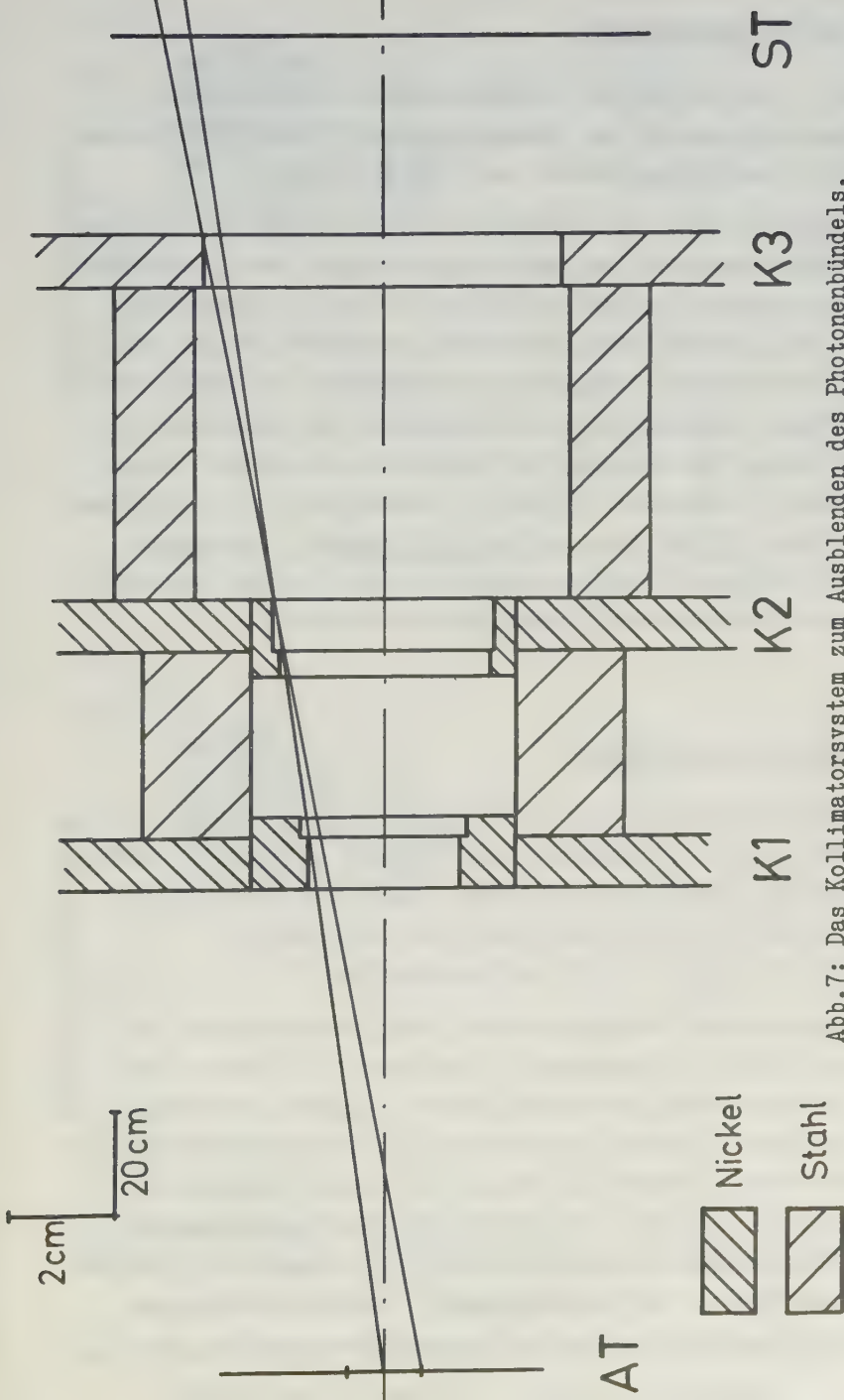


Abb. 7: Das Kollimatorsystem zum Ausblenden des Photonenbündels. Eingezeichnet sind Strahlen vom Zentrum und vom Rand des Bildpunkts auf dem Anihilationstarget, die das Kollimatorsystem streifen.

3.3. Das Kollimatorsystem

In Abb. 7 ist der Aufbau des Kollimatorsystems aus drei Kollimatoren gezeigt. Es blendet aus dem Photonenbündel einen Kegel mit dem Öffnungswinkel von 1,64 Grad aus.

Eingezeichnet sind je ein Strahl aus dem Zentrum und vom Rand des Strahlflecks auf dem Annihilationstarget, die gerade noch passieren können. Der zweite Kollimator ist so angeordnet, daß er die gleichen Zentrumsstrahlen durchläßt wie der erste und nur die Halbschattengebiete verkleinert. Der dritte Kollimator dient wie auch die Rohre dazwischen zur Absorption der an den Kanten der vorderen Kollimatoren entstehenden Streustrahlung. Als Material für die am stärksten von γ - Strahlung getroffenen Kollimatoren wurde Nickel gewählt, das wegen seines niedrigen Wirkungsquerschnitts für (γ, n) - Prozesse den störenden Neutronen - Untergrund klein hält.

3.4. Das Photonenspektrum

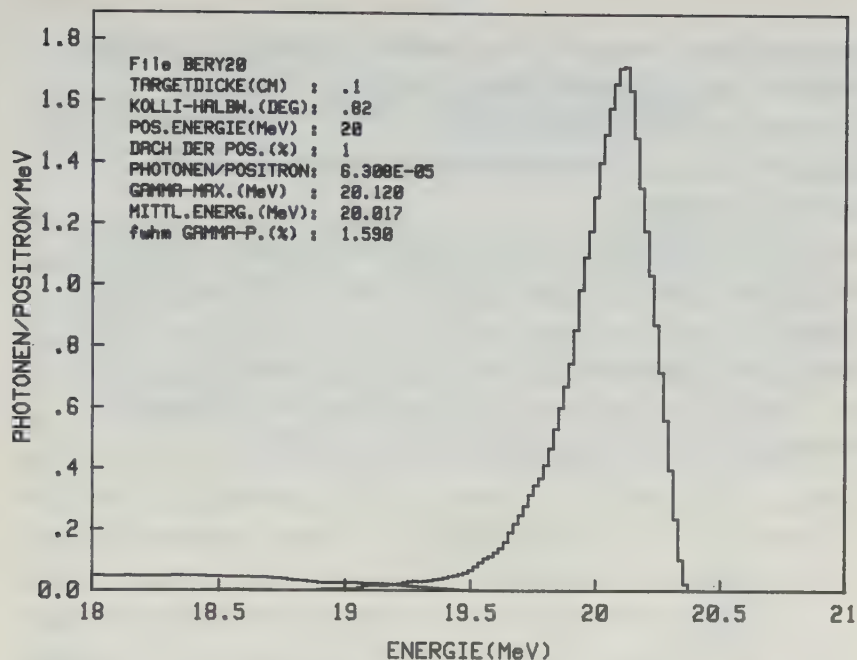
Das Photonenspektrum, das man mit einer solchen Anlage erhält, besteht aus zwei Komponenten: den Photonen aus der 2 - Quanten-Annihilation (dabei hat ein Photon, das genau in der Flugrichtung des Positrons emittiert wird, die Energie

$$E_{\gamma} = E_{e^+} + \frac{1}{2} m_e c^2), \text{ und dem Bremsspektrum.}$$

Die Ausbeute von Photonen aus dem Annihilationstarget ist abhängig von der Ordnungszahl Z des Target - Elements, und zwar ist der Anteil der Annihilations - Quanten proportional Z , der der Brems - Quanten proportional Z^2 . Aus diesem Grund sind für das Target Elemente mit möglichst kleiner Ordnungszahl vorteilhaft. Auch aus Gründen der leichten Handhabung wird hier ein Beryllium - Target verwendet mit einer Dicke von 1mm. Mit einem Monte - Carlo - Programm ²¹⁾ wurde die Form des Annihilationsspektrums und das hochenergetische Ende des

*E-4

- 21 -



*E-4

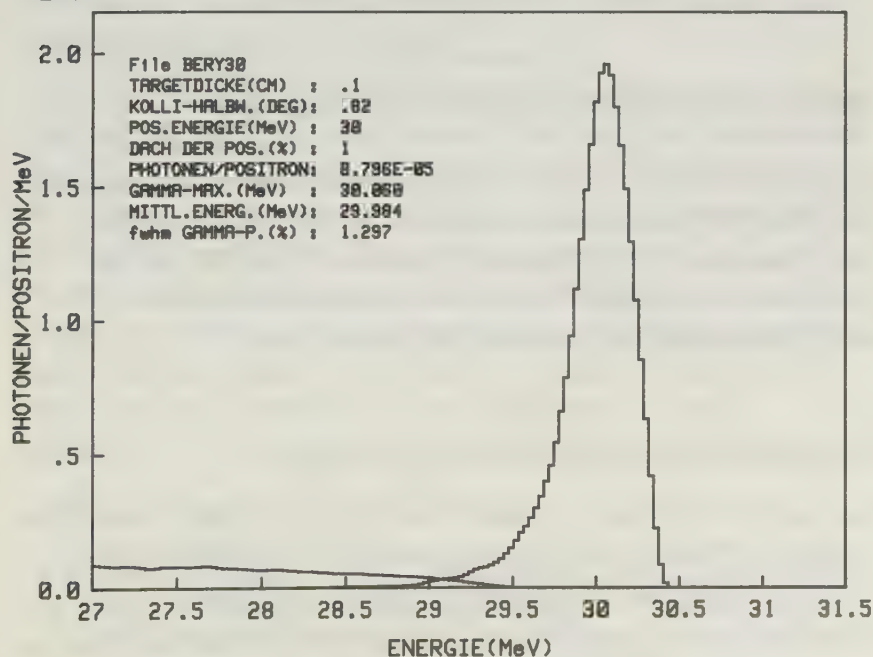


Abb.8: Annihilations- und Bremsspektrum im oberen Energiebereich, berechnet mit einem Monte - Carlo - Programm.

Bremsspektrums berechnet. Dazu wurden folgende die Energie - Unschärfe beeinflussende Effekte berücksichtigt:

Divergenz des Positronenstrahls;

Energieverlust und Vielfachstreuung der Positronen im Annihilationstarget;

Emissionsrichtung der Annihilations- bzw. Brems - Quanten.

Das Ergebnis wurde mit dem Spektrum der Positronen gefaltet.

Dieses ist durch den Energiespalt und die Größe des Strahlflecks eines monochromatischen Strahls im Energiespalt gegeben.

Aus Abb.6 erhält man ein trapezförmiges Positronenspektrum mit einer Halbwertsbreite von 1,15%.

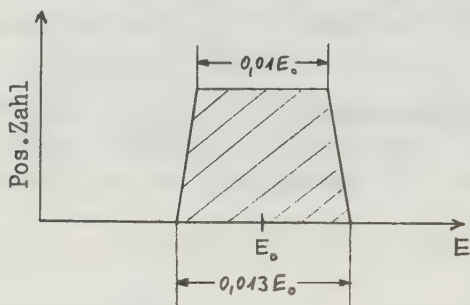


Abb. 9: Das trapezförmige Spektrum der Positronen.

Die mit der Monte - Carlo - Methode berechneten Photonenspektren sind für Positronenenergien von 20 MeV und 30 MeV in Abb.8 dargestellt. Bei Energien zwischen 15 und 30 MeV und einem 1mm - Be - Target liegen die Halbwertsbreiten der Annihilationsspektren zwischen 300 und 400 keV.

3.5. Messung des Energieflusses der Photonen

Der absolute Photonen - Energiefluß wird mit einer Ionisationskammer vom Typ P2 gemessen, die hinter dem Streutarget im primären Photonenstrahl steht. Der Aufbau der Kammer, die Elektronik zur Integration des Ionisationsstroms und die Eichung sind in 19,22) beschrieben.

3.6. Subtraktion des Bremsspektrums und Berechnung

der Zahl der Annihilationsquanten

Das Bremsspektrum kann auch allein (ohne das Annihilationspektrum) erzeugt werden, indem man das Annihilationstarget statt mit Positronen mit Elektronen beschießt. Dabei können Coulomb - Effekte Unterschiede in der Form des Bremsspektrums von Positronen und Elektronen hervorrufen. Außerdem entsteht bei der Subtraktion des Bremsspektrums die Schwierigkeit, auf den Fluß der auf das Annihilationstarget auffallenden Teilchen zu normieren, da die Ausbeute an Elektronen aus dem Konversionstarget höher ist als die Ausbeute an Positronen. Auch verhindert das zeitraubende Umpolen und Einstellen der Magnete des Strahlführungssystems einen häufigen Wechsel zwischen Elektronen- und Positronenstrahl. Deshalb wird auf das Umpolen verzichtet und stattdessen mit zwei verschiedenen Annihilationstargets gearbeitet.

Das zweite Target muß eine im Vergleich zum Beryllium - Target hohe Ordnungszahl besitzen, wodurch das Annihilationsspektrum gegenüber dem Bremsspektrum unterdrückt wird. Es wird hier ein Kupfer - Target ($Z=29$) benutzt, bei gleich großem Bremsspektrum ist der Annihilationspeak um den Faktor $Z_{\text{Cu}}/Z_{\text{Be}} \approx 7$ kleiner als beim Beryllium. Die Dicke des Targets ist mit 0,05mm so gewählt, daß die Bremsspektren der Targets ungefähr gleich intensiv sind. Der genaue Wert dieses Verhältnisses f^- läßt sich durch eine Messung mit Elektronen ermitteln.

Es ist

$$f^- = \frac{B_{\text{Be}}}{B_{\text{Cu}}}$$

Dabei bezeichnen B_{Be} und B_{Cu} den Energiefluß der Bremsquanten aus dem Be - Target bzw. aus dem Cu - Target. Dieses Verhältnis ist von der Energie unabhängig. Es wurde bei verschiedenen

Energien im interessierenden Bereich gemessen und zu $f^- = 0,83$ bestimmt. Dabei müssen die Magnete des Strahlungsführungssystems sehr sorgfältig eingestellt sein, da f^- etwas von der Geometrie abhängt.

Bei der Messung mit Positronen ergibt sich ein anderes Verhältnis des Energieflusses. Hier ist

$$f^+(E) = \frac{B_{\text{Be}} + A_{\text{Be}}}{B_{\text{Cu}} + A_{\text{Cu}}}$$

A_{Be} und A_{Cu} bezeichnen den Energiefluß der Annihilations - Quanten. f^+ ist von der Positronenenergie abhängig. Mit der Beziehung

$$B_{\text{Be}} + A_{\text{Be}} - f^-(B_{\text{Cu}} + A_{\text{Cu}}) = A_{\text{Be}} - f^- A_{\text{Cu}} = A$$

läßt sich der Energiefluß der Bremsquanten subtrahieren und man erhält den Energiefluß der Annihilations - Quanten A des Differenzspektrums. Da deren Energie berechnet werden kann, läßt sich hieraus der auf das Streutarget auftreffende Fluß an monochromatischen Photonen A/E_γ ermitteln.

Bei häufigem Wechsel der Annihilationstargets und ausreichender Konstanz der Strahlintensität kann auf eine Normierung auf den Positronenstrom verzichtet und statt dessen auf die Meßzeit je Target normiert werden.

3.7. Die NaJ - Spektrometer

3.7.1. Anordnung der Spektrometer und der Abschirmung

Der Aufbau der Streuanordnung ist in Abb. 10 dargestellt. AT bezeichnet das Annihilationstarget, RM den Reinigungsmagneten und ST das Streutarget. Dazwischen befindet sich das Kollimatorsystem. Unten im Bild ist die Ionisationskammer P2 eingezeichnet. Die zwei vom Annihilationstarget ausgehenden Linien sind Randstrahlen und zeigen die Ausleuchtung des Streutargets und der Ionisationskammer. Um das Streutarget sind 4 NaJ(Tl) - Spektrometer mit $10''\varnothing$ und $10''$ Dicke angeordnet. Mit dem Streutarget bilden sie einen Winkel von 60° bzw. 150° zur Strahlachse.

Sie sind in einem Blei - Gehäuse eingebaut, das sie gegen störenden Untergrund aus γ - Strahlung abschirmt. Schwieriger ist die Abschirmung der Detektoren gegen Neutronen. Diese stammen hauptsächlich vom Konversionstarget, vom Faraday - Detektor und vom Kollimatorsystem. Ebenso können in der Blei - Abschirmung absorbierte Photonen durch (γ, n) - Prozesse wieder Neutronen erzeugen. Deshalb sind die Gehäuse noch mit

Zu Abb. 10: Der Aufbau der Streuanordnung mit
4 NaJ - Spektrometern.

Bezeichnung der Materialien:

	Blei		Bor-Polyäthylen
	Kupfer		Kollimatorsystem (Nickel o. Stahl)
	Bor-Paraffin		Beton
			Aluminium

Maßstab:

0,5m



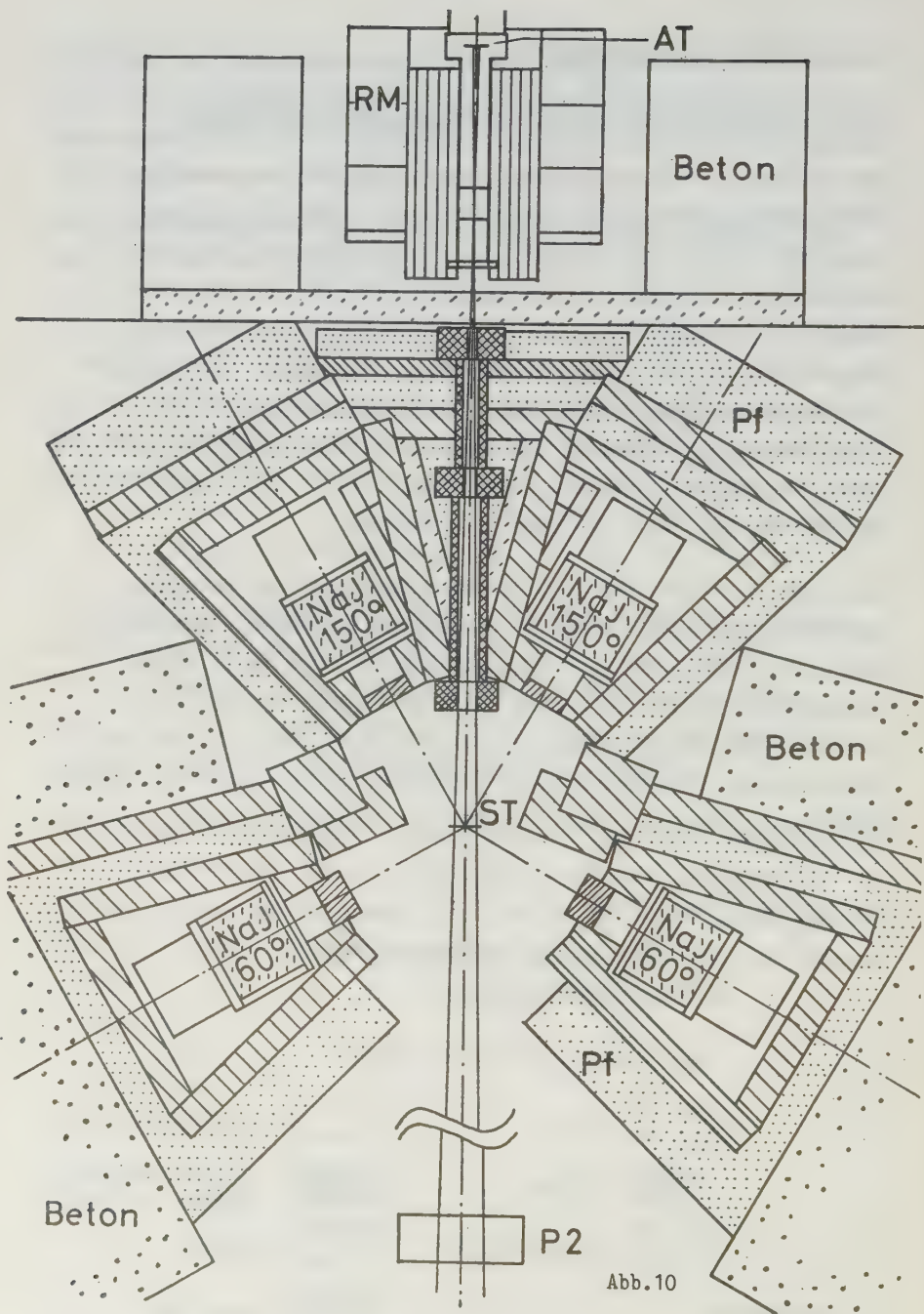


Abb. 10

kombinierten Wänden aus Bor - Paraffin und Blei umgeben. An den kritischen Stellen hinter dem Faraday - Detektor, der sich unter dem Reinigungsmagneten befindet, und am Kollimatorsystem wurde auch Kupfer und Bor - Polyäthylen, das eine höhere Dichte als Paraffin hat, verwendet.

Die Kollimatoren in den Vorderwänden der Bleiabschirmung haben 150mm $\varnothing$. Die Größe dieser Öffnung ist so gewählt, daß alle Photonen vom Streutarget, die in den Detektor gelangen, diesen mit seiner vollen Dicke von 10" durchlaufen müssen. Zur Unterdrückung von niederenergetischen Photonen, die aus dem Streutarget kommen, sind in die Öffnungen der Kollimatoren Aluminium - Absorber eingelassen.

3.7.2. Signalverstärkung und Verarbeitung

An der Rückseite jedes NaJ(Tl) - Kristalls sind zur Umwandlung des Szintillations - Lichtblitzes in elektrische Signale und deren Verstärkung 7 Photomultiplier optisch angekoppelt. Ihre elektrische Beschaltung zeigt Abb. 11. Um zu vermeiden, daß die Photomultiplier bei großen Photonenenergien nichtlinear arbeiten, wurde ihre Verstärkung verringert. Das wurde durch Änderung der Beschaltung erreicht, sodaß an den beiden letzten Dynoden keine Verstärkung mehr stattfindet. Hierdurch wurde ein Vorverstärker nötig, der auch gleichzeitig die Signale der 7 Photomultiplier addiert; damit deren Stromimpulse nicht integriert werden, wurde der Eingang des Verstärkers extrem niederohmig ausgelegt. Außerdem kann hier ein Test - Impuls eingekoppelt werden, der allerdings nur 1/1 verstärkt wird.

Der Ausgang des Addierverstärkers ist mit dem Hauptverstärker verbunden (Abb.12). Der elektrische Impuls besitzt eine

Photomultiplier EMI-9758

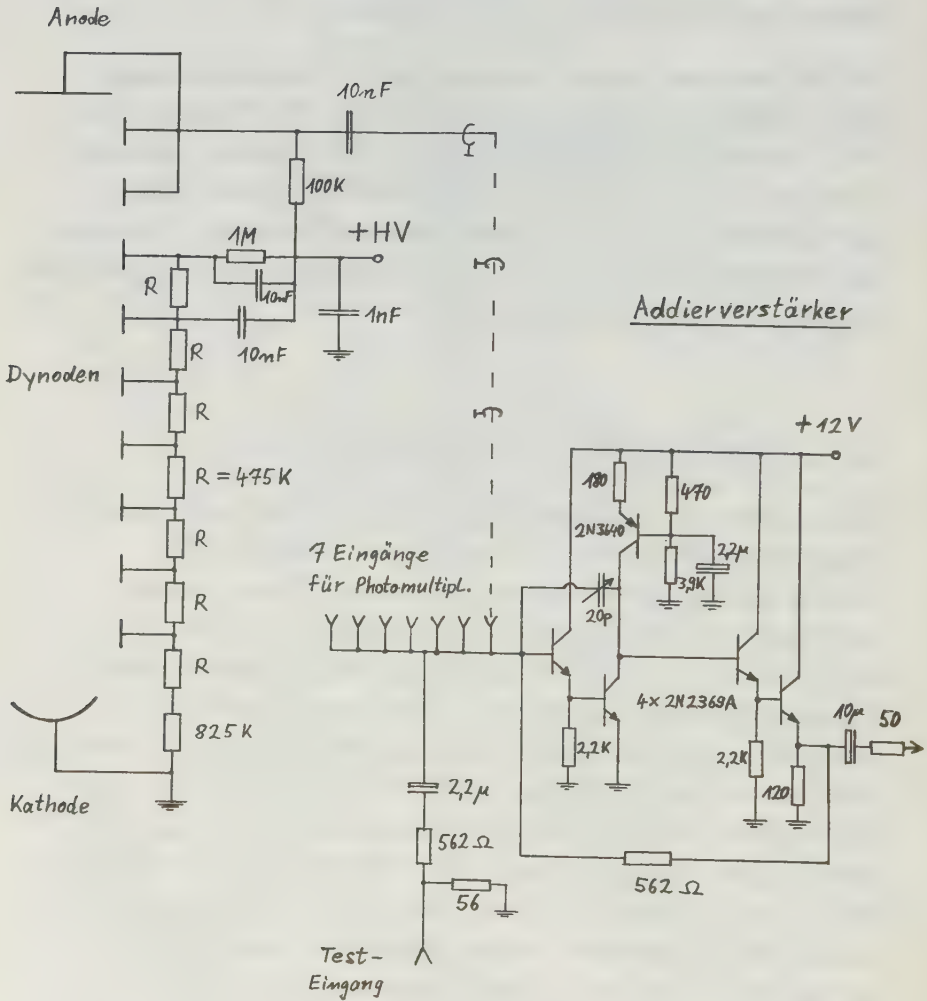


Abb. 11: Die elektrische Schaltung der Photomultiplier und der Addierverstärker.

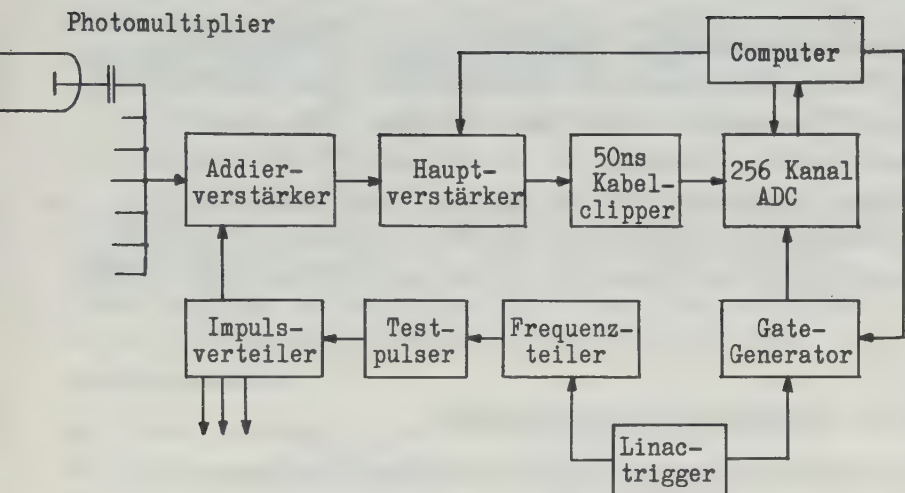


Abb. 12: Die Elektronik zur Verarbeitung der Spektrometersignale

Anstiegszeit von 50ns und eine Abfallzeit von ca. 800ns, seine Form wurde bis jetzt noch nicht verändert. Zur Unterdrückung von Pile-up - Effekten wird durch ein Clip - Kabel mit 50ns Verzögerung der Impuls auf 120ns verkürzt. Der nachfolgende Analog - Digital - Konverter integriert das Signal und speichert die Ladungs - Information in 256 Kanälen ab. Ein vom Linac - Trigger gesteuerter Gate - Generator sorgt dafür, daß der ADC nur während der Linac - Pulse Signale annimmt. Der Test - Pulser wird vom Linac - Trigger angesteuert und gibt während des Linacblitzes einen Testpuls ab, der am Vorverstärker eingekoppelt wird. Da die ADC's aber nur ein Ereignis pro Linacblitz verarbeiten können, muß zwischen Linac - Trigger und Test - Pulser ein Frequenzunter-setzer eingeschaltet sein.

Mit einem radioaktiven Präparat mit 2 γ - Linien, das an die Stelle des Streutargets gefahren wird, kann der Nullpunkt der ADC's gemessen werden. Dazu wird eine ^{22}Na - Quelle benutzt mit γ - Energien von 511 keV und 1275 keV. Die notwendige Erhöhung der Verstärkung wird computergesteuert am Hauptverstärker durchgeführt, der Gate - Generator aktiviert den ADC jetzt nur während der Pausen zwischen den Linac-Pulsen.

3.7.3. Korrektur der Totzeitverluste

Der Linearbeschleuniger wurde bei den Messungen mit einer Pulsfrequenz von 150 Hz und einer Pulsdauer von ca. 4 μ s betrieben. Deshalb kann bei der Aufzeichnung der Spektren mit Analog - Digital - Konvertern während jedes Strahlimpulses nur 1 Ereignis registriert werden.

Die Wahrscheinlichkeiten $P(n)$, daß während eines Impulses n Ereignisse geschehen, gehorchen der Poisson - Verteilung:

$$P(n) = \frac{m^n}{n!} e^{-m}$$

Dabei ist

$$m = \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot P(n)$$

die mittlere Zahl der Ereignisse pro Impuls. Die mittlere Zahl der registrierten Ereignisse r kann berechnet werden zu

$$r = \sum_{n=1}^{\infty} P(n) = 1 - P(0)$$

Damit ergibt sich

$$r = 1 - e^{-m}$$

$$m = -\ln(1-r)$$

Erstreckt sich die gesamte Meßzeit über N Linacimpulse und werden während dieser Zeit R Ereignisse registriert, so erhält man die Zahl der wahren Ereignisse W aus

$$W = -N \cdot \ln(1 - R/N)$$

Im Grenzfall der totzeitfreien Messung ist die Streuung der registrierten Ereignisse $\sigma_R = \sqrt{R}$. Falls jedoch spürbare Totzeitverluste auftreten, gilt diese Beziehung nicht mehr, da die Zahl der Registrierten nicht mehr der Poisson - Verteilung gehorcht.

Bei jedem Linacimpuls gibt es zwei mögliche Ergebnisse: es wird 0 oder es wird 1 Ereignis registriert; die Wahrscheinlichkeiten dafür sind $P(0)$ bzw. $1-P(0)=r$. Die Zahl der Registrierten R bei N Linacimpulsen schwankt deshalb entsprechend der Binomialverteilung und besitzt die Streuung

$$\begin{aligned}\sigma_R &= \sqrt{N \cdot r \cdot P(0)} = \sqrt{P(0)} \cdot \sqrt{R} \\ &= \sqrt{1 - R/N} \cdot \sqrt{R}\end{aligned}$$

Mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung läßt sich daraus der Fehler σ_W der totzeitkorrigierten wahren Ereignisse berechnen.

$$\sigma_W = \frac{dW}{dR} \cdot \sigma_R = \frac{1}{1 - R/N} \cdot \sigma_R$$

Durch Einsetzen von σ_R erhält man

$$\sigma_W = \frac{1}{\sqrt{1 - R/N}} \cdot \sqrt{R}$$

Dieser Wert ist stets größer als der Wert $\sqrt{W}$, den man im Fall der totzeitfreien Messung erhält. Das wird deutlich,

wenn man in der letzten Beziehung R durch W ausdrückt:

$$\sigma_W = \sqrt{N(e^{W/N} - 1)} \geq \sqrt{W}$$

Arbeitet man nicht mit Zählern, sondern wie im vorliegenden Fall mit ADC's, so beziehen sich R und W stets auf die Summe aller Kanalinhalt. Wenn R_i den Inhalt des Kanals i bezeichnet, so erhält man das korrigierte Spektrum mit den Kanalinhalt W_i und deren Fehler σ_{W_i} durch die Beziehungen

$$W_i = \frac{W}{R} \cdot R_i$$

$$\sigma_{W_i} = \frac{1}{\sqrt{1 - R/N}} \cdot \sqrt{R_i}$$

Vorausgesetzt ist dabei, daß die Wahrscheinlichkeit für das Registrieren eines Ereignisses nicht von dessen Pulshöhe abhängt. Das ist bei den hier verwendeten ADC's der Fall.

3.7.4. Die Apparatefunktion der Spektrometer

Zur Auswertung von Spektren ist die Kenntnis der Apparatefunktion der Spektrometer nötig. Sie wurde gemessen, indem einer der NaJ - Detektoren in den Geradeaus - Photonenstrahl gestellt wurde. In Abb.10 ist zu erkennen, daß die Ausdehnung des Photonenstrahls am Ort der Ionisationskammer etwa 140mm beträgt. Aufstellen des Detektors mit einem 150mm - Kollimator davor gewährleistet, daß die Apparatefunktion nicht durch Untergrundstrahlung (etwa von den Kollimatoranten) verfälscht wird. Aus diesem Grund muß auch der Al - Absorber im Kollimator entfernt werden.

Bei dieser Messung ist es nötig, den Photonenfluß um einen Faktor der Größenordnung 10^6 zu reduzieren. Dies wird durch

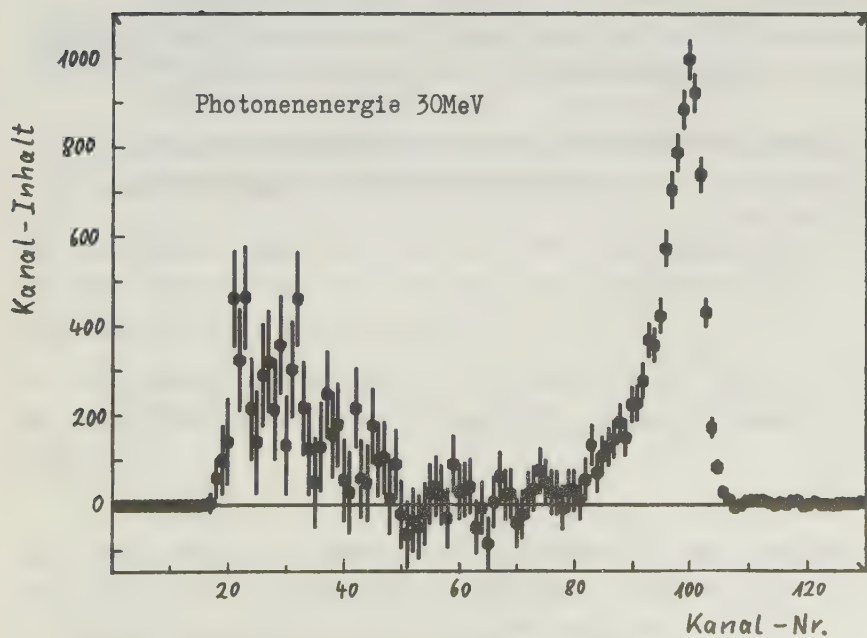
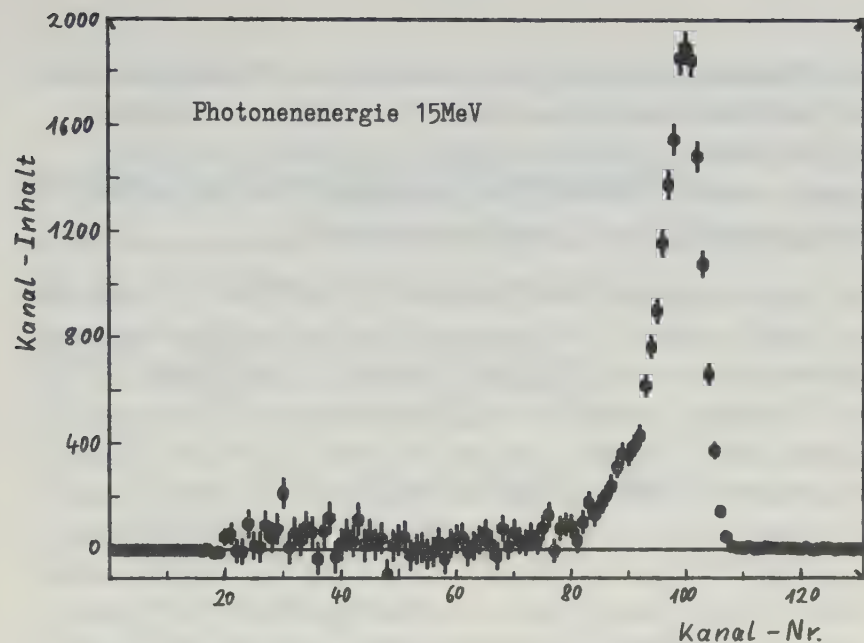


Abb.13: Apparatefunktion der NaJ - Spektrometer
bei Photonenenergien von 15 MeV und 30 MeV.

drei Maßnahmen erreicht: die Intensität des Elektronenstrahls wird am Linearbeschleuniger soweit wie möglich reduziert, das Positronen - Konversionstarget aus Tantal wird durch Graphit ersetzt, zwischen Reinigungsmagnet und Kollimator - System werden Kupfer - Absorber angebracht.

Die Apparatefunktion wurde zwischen 15 und 30 MeV in Schritten von 3 MeV bestimmt. Die Ergebnisse nach Subtraktion des Bremspektrums sind für die Photonenenergien 15 und 30 MeV in Abb.13 gezeigt. Während die Apparatefunktion für 15 MeV bei kleinen Kanal - Nummern sehr gut den Wert 0 erreicht, steigt bei größerer Photonenenergie die Funktion hier wieder leicht an. Dieser Anstieg wird vermutlich durch Untergrundstrahlung verursacht, die aus den Kupfer - Absorbern vor dem Kollimator - system stammt. Deshalb wird die Auswertung unter der Voraussetzung durchgeführt, daß die Apparatefunktion bei kleinen Kanalzahlen den Wert Null annimmt. Das ist deswegen von Bedeutung, da bei der verwendeten Auswertmethode das Integral über die Apparatefunktion auf 1 normiert werden muß.

Die Energieauflösung der Spektrometersysteme beträgt bei 15 MeV etwa 7% und verbessert sich mit wachsender Energie auf etwa 6%.

4. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Photonenstreuung wird mit Hilfe folgender Beziehung ermittelt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{n_{\text{elast}}}{n_{P2}} \cdot \frac{M}{L \cdot \varrho_2} \cdot \frac{\tau_{\text{prim}}}{\tau_{\text{elast}}} \cdot \frac{1}{\varepsilon \cdot \Delta\Omega}$$

Dabei sind

- n_{P2} Zahl der in der Ionisationskammer gemessenen monochromatischen Photonen
- n_{elast} Zahl der elastisch gestreuten und im Spektrometer nachgewiesenen Photonen
- M, L Molgewicht des Targets, Loschmidt'sche Zahl
- ϱ_2 Flächendichte des Targets ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)
- τ_{prim} Transmission der Photonen durch das Streutarget
- τ_{elast} Transmission der gestreuten Photonen durch das Streutarget und durch den Al - Absorber
- ε Ansprechwahrscheinlichkeit der Spektrometer
- $\Delta\Omega$ Raumwinkel der Spektrometer vom Target aus gesehen.

Das verwendete Target aus ^{208}Pb mit einer Isotopenreinheit von etwa 90% hat eine Dicke von 0,871mm; damit ergibt sich eine Flächendichte von 0,988g/cm².

Die Ansprechwahrscheinlichkeit ε der Spektrometer wird durch die Absorption der Photonen im Szintillatormaterial abgeschätzt:

$$\varepsilon = 1 - e^{-\sigma \cdot \varrho \cdot d}$$

Hier bezeichnen σ den Schwächungskoeffizient, ϱ und d Dichte und Dicke des Szintillators. Im gemessenen Energiebereich erhält man für ε Werte zwischen 97,6% und 98,9%.

4.1. Korrektur des Elektronenverhältnisses

In Abb.14 ist das Positronenverhältnis $f^+(E)$ aufgetragen, das sich als Mittelwert aus mehreren Streumessungen ergibt, die bei jeder Energie durchgeführt wurden. Die Fehler sind aus den Schwankungen der Einzelmessungen um den Mittelwert berechnet. Da zu erwarten ist, daß $f^+(E)$ eine glatte Funktion der Energie ist, kann man leicht erkennen, daß die vorhandenen Abweichungen nicht durch diese Schwankungen verursacht werden können.

Unter der Annahme, daß $f^+(E)$ der Beziehung

$$f^+(E) = f^- + a \cdot E^{-b}$$

gehört, wurden die Parameter a und b berechnet. Dabei wurden die Gewichte aller Meßpunkte gleich groß gewählt. Mit $f^-=0,83$ erhält man für die Parameter $a=2,043$ und $b=0,6956$. Die so erhaltene gemittelte Funktion $f^+(E)$ ist durch die eingezeichnete Linie dargestellt.

Eine mögliche Ursache der Abweichungen ist darin zu suchen, daß während der Messungen mit den beiden Annihilationstargets der Positronenstrahl unterschiedliche Intensitäten besitzt. Es ist klar, daß in diesem Fall durch eine Änderung des Energieflusses des gesamten Photonenspektrums auch der Energiefluß des Bremsspektrums proportional verändert wird. Dann gehört zu einer Abweichung von f^+ auch eine relativ gleich große Abweichung von f^- . Unter dieser Voraussetzung kann der aktuelle Wert von f^- für die Messungen bei jeder Photonenenergie bestimmt werden. Diese Korrektur von f^- ist besonders bei der Berechnung der Zahl der Annihilationsphotonen mit der P2 (Abschnitt 3.6.) wirksam, ihr Einfluß auf n_{prim} war jedoch nicht größer als 5%. Die Ungenauigkeit der Messung von n_{prim} liegt ebenfalls bei etwa 5%¹⁾.

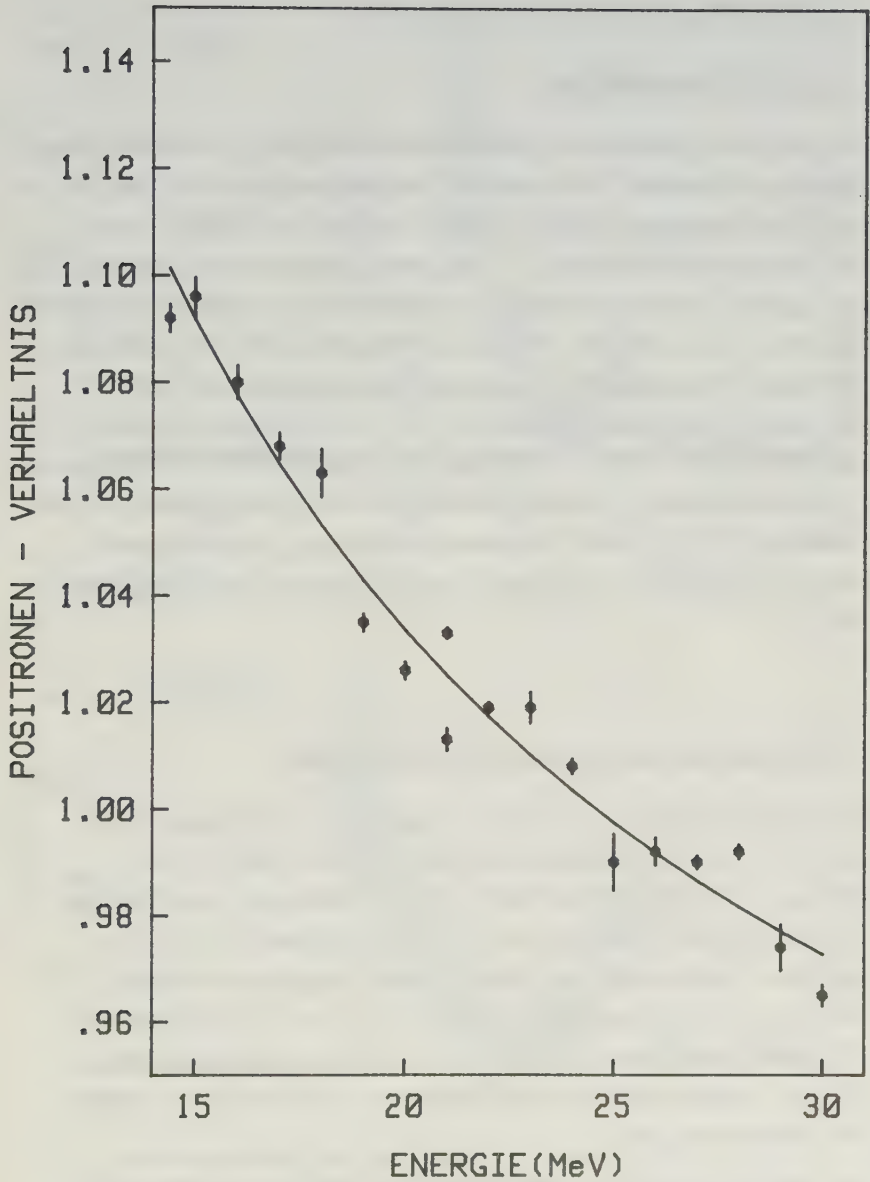


Abb.14: Das Positronenverhältnis der beiden Annihilations-targets. Eingezeichnet sind die bei den Streumessungen ermittelten Werte sowie eine gemittelte Funktion $f^+(E)$.

4.2. Die Zahl der gestreuten Photonen

4.2.1. Differenzspektren

Die Zahl der gestreuten Photonen wird aus der Differenz der Spektren berechnet, die man bei der Messung mit Be- und Cu-Annihilationstarget erhält. Dabei werden die Spektren mit dem Elektronenverhältnis f^- und dem Verhältnis der Meßzeiten mit beiden Targets aufeinander normiert. Zwei solche Differenzspektren zeigt Abb.15. Besonders bemerkenswert ist, daß die 150 Grad - Spektrometer einen sehr geringen Anteil an störendem Untergrund aufweisen. Der verbleibende, nieder-energetische Untergrund besteht im wesentlichen aus Neutronen, die vom Streutarget emittiert werden. Bei den 60 Grad - Spektrometern gibt es mehr Untergrundstrahlung, was auch auf Compton - gestreute Photonen vom Streutarget zurückzuführen ist.

4.2.2. Ermittlung der Pile-up Verbreiterung

Die Form des Peaks der elastisch gestreuten Photonen entspricht der Form der Apparatefunktion, ist aber durch Pile-up - Effekte verbreitert. Alle Bemühungen, den Einfluß dieser Effekte auszuschalten, werden naturgemäß durch die gepulste Betriebsart des Linearbeschleunigers erschwert. Dadurch, daß die Dauer der Impulse der NaJ - Spektrometer möglichst kurz gehalten wird (ca. 120ns), ist jedoch die Pile-up Verbreiterung nicht sehr groß und wird auf folgende Art berücksichtigt.

Die Verbreiterung wird mit Hilfe des Testpulsers ermittelt (siehe auch Abb.12). Am Vorverstärker wird im Abstand von 10sec jeweils während eines Strahlimpulses ein Testpuls

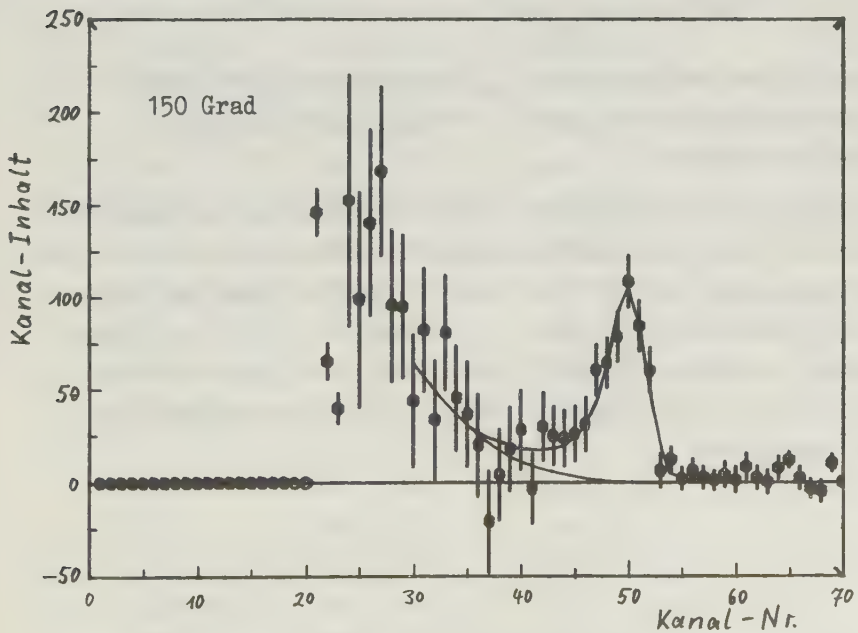
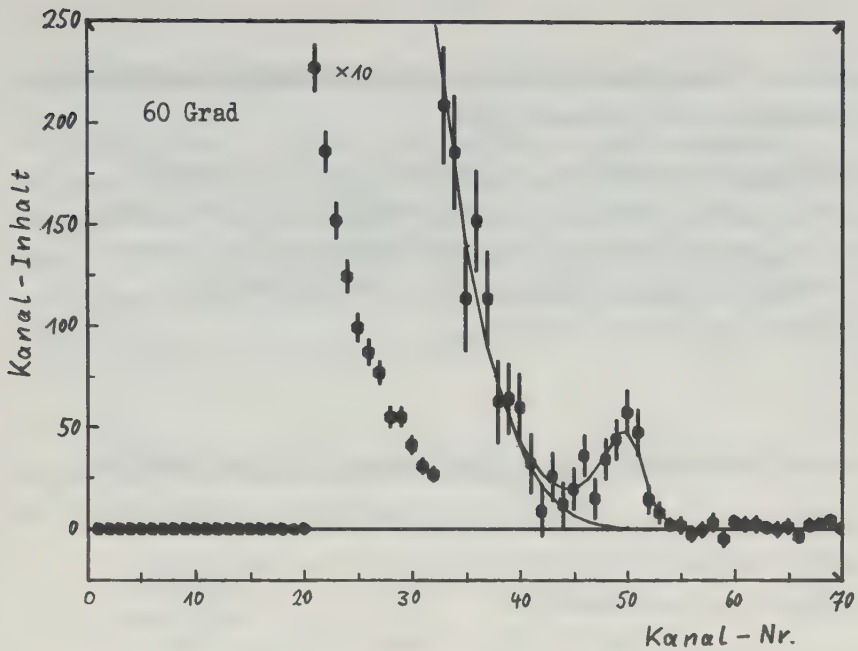


Abb.15: Spektren der gestreuten Photonen bei einer Energie von 20MeV. Die eingezeichneten Linien zeigen den Fit mit Apparatfunktion und Untergrund sowie die Untergrundfunktion allein.

addiert. Dieser Testpuls hat die gleiche Impulsform wie die Stromsignale der Photomultiplier.

Die Testpulse erscheinen im Spektrum nicht als scharfe Linie, sondern durch Pile-up als verbreiterte Linie. Wenn man die Apparatefunktion der Spektrometer nun mit dieser Linienform faltet, erhält man die Form des Peaks der elastisch gestreuten Photonen.

4.2.3. Extrapolation des Untergrunds und Fit der Spektren

Der Verlauf des Untergrunds unter dem Peak kann nur extrapoliert werden. Es hat sich gezeigt, daß er durch eine Funktion der Kanalnummer K

$$U(K) = a \cdot (K_{\max} - K)^b$$

beschrieben werden kann. $K_{\max}$ ist dabei ein Kanal knapp oberhalb des Photonenpeaks, bis zu dem die Spektren gefittet werden.

Durch Suchen des minimalen Werts von χ^2 werden die Spektren mit der Summe aus Untergrundfunktion und pile-up verbreiteter Apparatefunktion gefittet. Dabei werden die Lage und Höhe der Apparatefunktion sowie die Parameter a und b des Untergrunds variiert. In Abb.15 sind sowohl die Form des Untergrunds allein als auch die Summe mit der Apparatefunktion eingezeichnet.

4.3. Ergebnisse und Vergleich mit (λ, n) - Messungen

Im folgenden wird versucht, mit möglichst wenig Annahmen und unter Berücksichtigung von bekannten Wirkungsquerschnitten die gemessenen Streuquerschnitte (siehe Tabelle) zu deuten. Dabei wird untersucht, ob die Meßwerte unter der Annahme beschrieben werden können, daß die Streustrahlung nur aus elektrischer Dipolstrahlung besteht.

Tabelle der differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Photonenstreuung am ^{208}Pb .

Photonen- energie [MeV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \pm \sigma$ [$\mu\text{b/sr}$]	
	$\theta=60$ Grad	$\theta=150$ Grad
14,4	885 $\pm$ 35	1065 $\pm$ 35
15,0	701 $\pm$ 37	871 $\pm$ 37
16,0	541 $\pm$ 21	705 $\pm$ 21
17,0	420 $\pm$ 27	534 $\pm$ 29
18,0	336 $\pm$ 19	420 $\pm$ 20
19,0	280 $\pm$ 24	329 $\pm$ 25
20,0	227 $\pm$ 15	299 $\pm$ 15
21,0	157 $\pm$ 16	242 $\pm$ 17
21,0	203 $\pm$ 15	285 $\pm$ 16
22,0	191 $\pm$ 15	229 $\pm$ 10
23,0	169 $\pm$ 14	201 $\pm$ 14
24,0	183 $\pm$ 14	188 $\pm$ 9
25,0	160 $\pm$ 11	152 $\pm$ 10
26,0	161 $\pm$ 11	149 $\pm$ 10
27,0	141 $\pm$ 9	129 $\pm$ 8
28,0	128 $\pm$ 10	115 $\pm$ 6
29,0	124 $\pm$ 9	113 $\pm$ 7
30,0	120 $\pm$ 7	88 $\pm$ 5

Die Absolutwerte der am ^{208}Pb gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind für beide Streuwinkel 150 Grad und 60 Grad in Abb.16 aufgetragen. Die Genauigkeit dieser Werte ist neben den statistischen Fehlern durch folgende mögliche Quellen für systematische Fehler begrenzt: Messung der Photonenzahl mit der P2 (Ungenauigkeit $\approx 5\%$, siehe auch Abschnitt 4.1.); die gemessene Apparatefunktion kann durch Streustrahlung verfälscht sein (z.B. im Eintrittsfenster der Spektrometer werden etwa 3% der Photonen absorbiert, die Reaktionsprodukte können jedoch in den Detektor gelangen); die Ansprechwahrscheinlichkeit der Spektrometer (Ungenauigkeit $\approx 2\%$). Der gesamte systematische Fehler kann mit etwa 10% abgeschätzt werden.

Die in Abb.16 eingezeichneten Linien zeigen den Vergleich mit Messungen des $(\gamma, n) + (\gamma, 2n) + \dots$ Querschnitts (Saclay ²³⁻²⁴). Aus diesen Messungen können die Streuamplituden der Kern - Resonanzstreuung ermittelt werden (wie in Abschnitt 2. behandelt); nimmt man als Linienform der Resonanzen Lorentzlinien an, so erhält man damit den Realteil der Streuamplitude, ohne das Hauptwertintegral numerisch berechnen zu müssen.

Es hat sich gezeigt, daß zumindest zwei sich überlagernde Lorentzlinien nötig sind, um die (γ, xn) - Wirkungsquerschnitte in der Dipol - Riesenresonanz zu beschreiben (Abb.17). Beide Linien besitzen eine Stärke von insgesamt 1,15 Dipolsummen ²⁵). Der Bereich des Quasi - Deuteron - Effekts oberhalb 20 MeV wird hierbei außer Acht gelassen.

Um den Einfluß der räumlichen Ausdehnung des Atomkerns zu berücksichtigen, wurde die Amplitude der Kern - Resonanzstreuung mit einem Retardierungsfaktor multipliziert. Dieser Faktor ²⁶) wurde mit Hilfe der Ladungsverteilung im

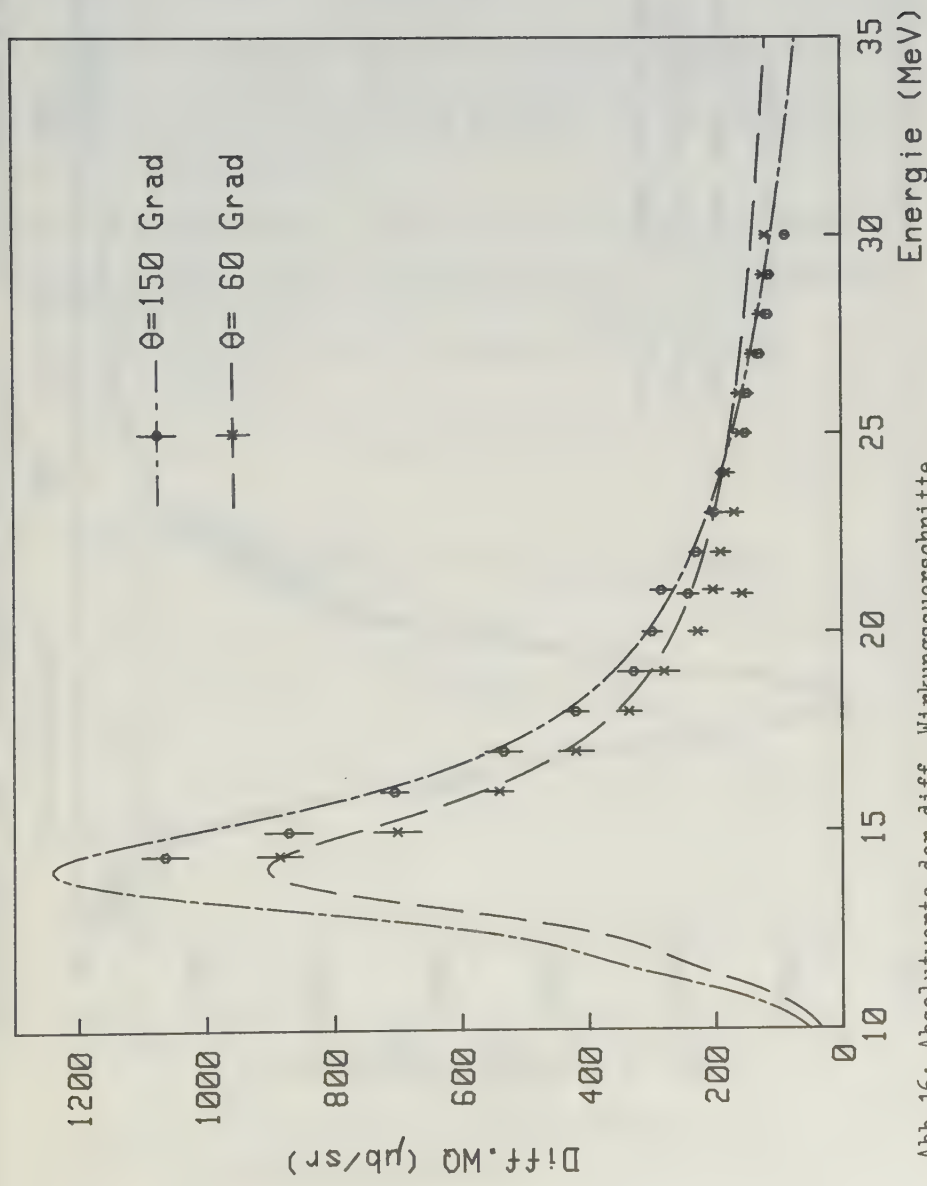
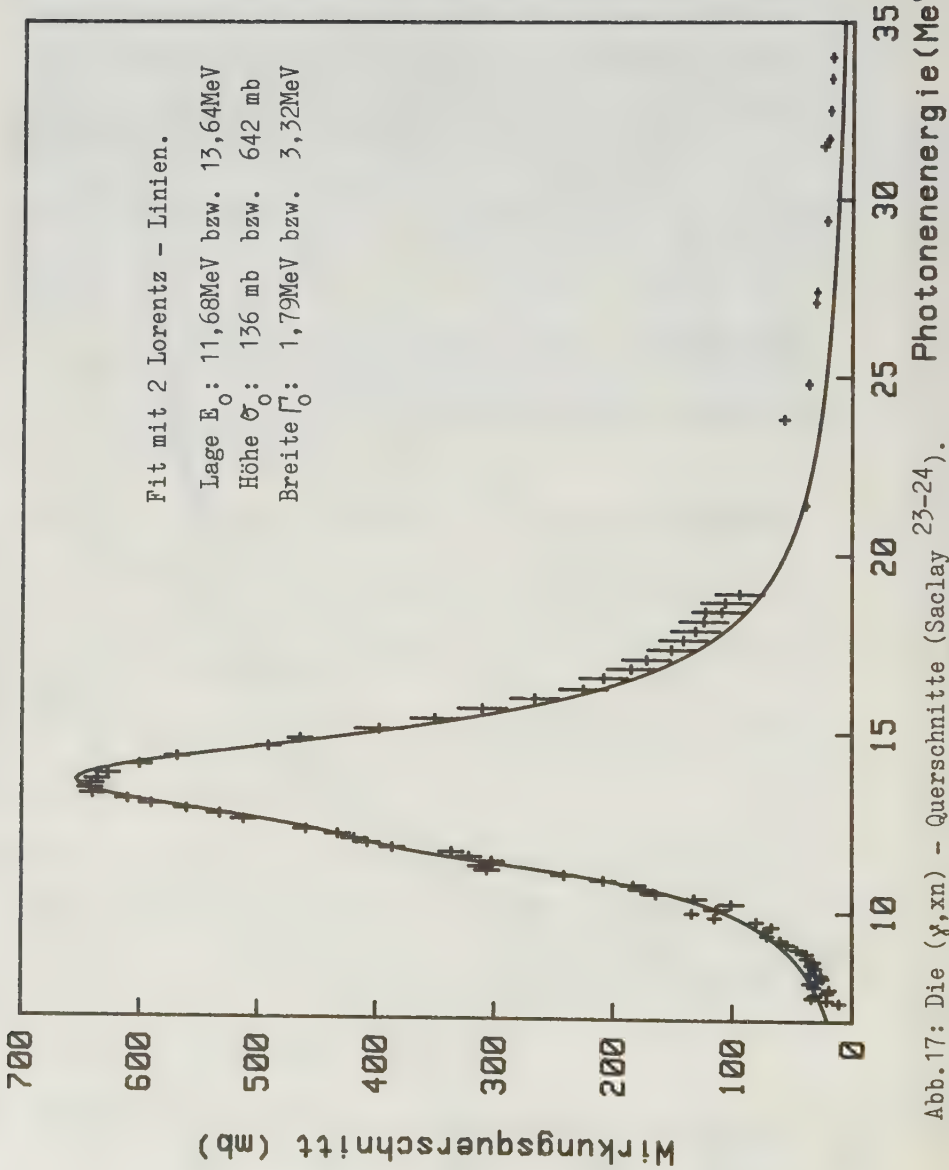


Abb. 16: Absolutwerte der diff. Wirkungsquerschnitte.
 Die Linien zeigen den Vergleich mit (γ, xn) - Querschnitten (siehe Abb. 17)



Grundzustand berechnet

$$F(E_f) = \int \rho(|\vec{r}|) e^{i\vec{k}\vec{r}} d^3r$$

da der Wert $|\psi_N^*, \psi_N|$ mit dem jeweiligen Zwischenzustand nicht berechnet werden kann. Für eine isotrope Ladungsverteilung ist dieser Retardierungsfaktor identisch mit dem Formfaktor für 60 Grad Streuwinkel.

Zur Berechnung des A^2 - Terms ist die Kenntnis des Formfaktors notwendig. Mit der Ladungsverteilung, die aus Elektronenstreuungsmessungen bekannt ist ²⁷⁾, wird dieser Formfaktor berechnet. Er ist für die Streuwinkel 60° und 150° in Abb.18 aufgetragen.

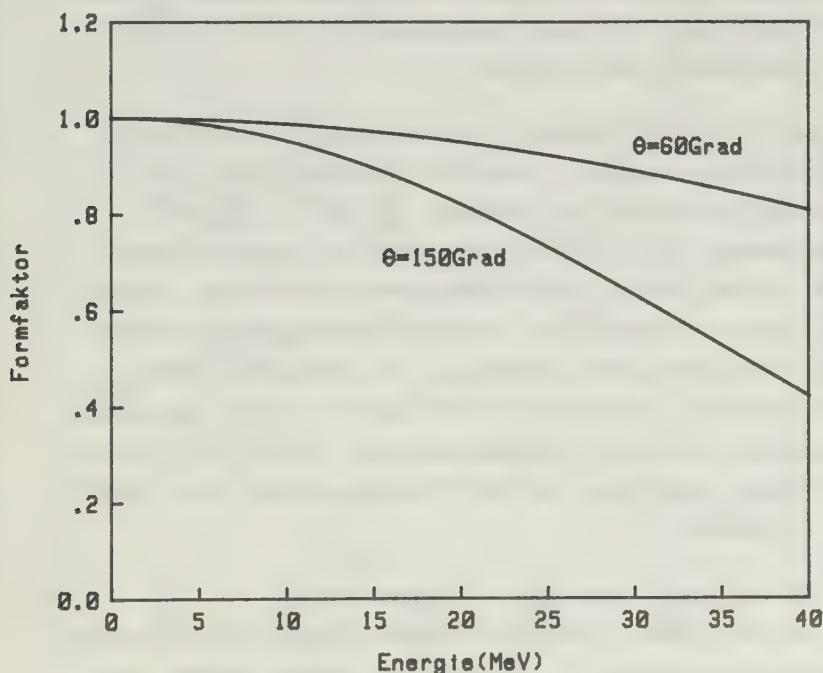


Abb.18: Der Formfaktor des Atomkerns ²⁰⁸Pb für die Streuwinkel 60° und 150°.

Aus der Stärke der Lorentzlinien für die Kern - Resonanzstreuung erhält man einen Verstärkungsfaktor $\chi=0,15$ für die Austauschwechselwirkung. Die deshalb notwendige zusätzliche Streuamplitude $\chi N Z e^2 / A$ (siehe Abschnitt 2.2.) wird versuchsweise mit dem oben berechneten Formfaktor multipliziert¹³⁾. Nimmt man an, daß die gesamte Riesenresonanz aus E1 - Resonanzen besteht, so kann man den berechneten Streuquerschnitt mit der Winkelverteilung für Diplostrahlung multiplizieren. Sie ist für unpolarisierte Photonen $0,5 \cdot (1 + \cos^2 \theta)$.²⁵⁾

Versucht man, die Kern - Resonanzstreuung unabhängig von (γ, x_n) - Messungen mit einer Lorentzlinie zu beschreiben, so erhält man die durchgezogene Linie in den Abb. 19 und 20. Die hieraus ermittelte Stärke der Resonanzstreuung beträgt 1,05 Dipolsummen bei einer Resonanzenergie von 13,85 MeV und einer Breite von 3,41 MeV.

In Abb.21 ist das Verhältnis der bei beiden Streuwinkeln so ermittelten Werte eingezeichnet (durchgezogene Linie) sowie das Verhältnis der Meßwerte $\frac{d\sigma}{d\Omega}(150^\circ) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(60^\circ)$. Bemerkenswert ist, daß die oben erwähnten systematischen Fehler keinen Einfluß auf dieses Verhältnis haben, sondern sich nur bei den absoluten Querschnitten bemerkbar machen. Wenn man die räumliche Ausdehnung des Atomkerns nicht berücksichtigt, so wird das Verhältnis nur durch die Winkelverteilung der Dipolstrahlung bestimmt. Das würde für diese Streuwinkel unabhängig von der Photonenenergie einen Wert von 1,4 ergeben.

Einfluß möglicher Quadrupol - Resonanzen:

Die Streuamplitude einer E2 - Resonanz besitzt eine andere Winkelverteilung als E1 - Resonanzen. Deshalb äußert sich die Überlagerung beider Resonanzen durch eine Interferenzerscheinung im differentiellen Wirkungsquerschnitt, die

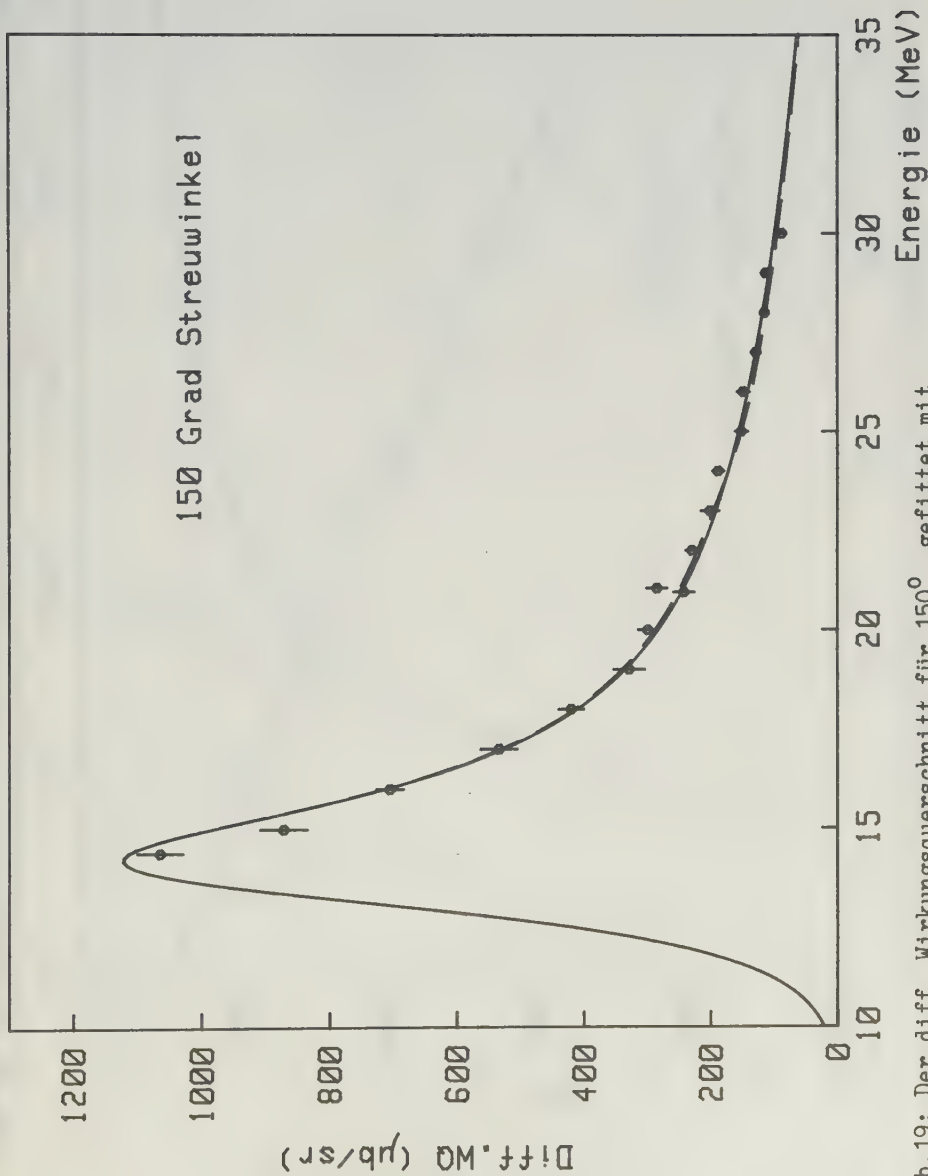


Abb.19: Der diff. Wirkungsquerschnitt für 150°, gefittet mit Lorentzlinie und A^2 -Term. Gestrichelt: mit zusätzlicher E2-Resonanz.

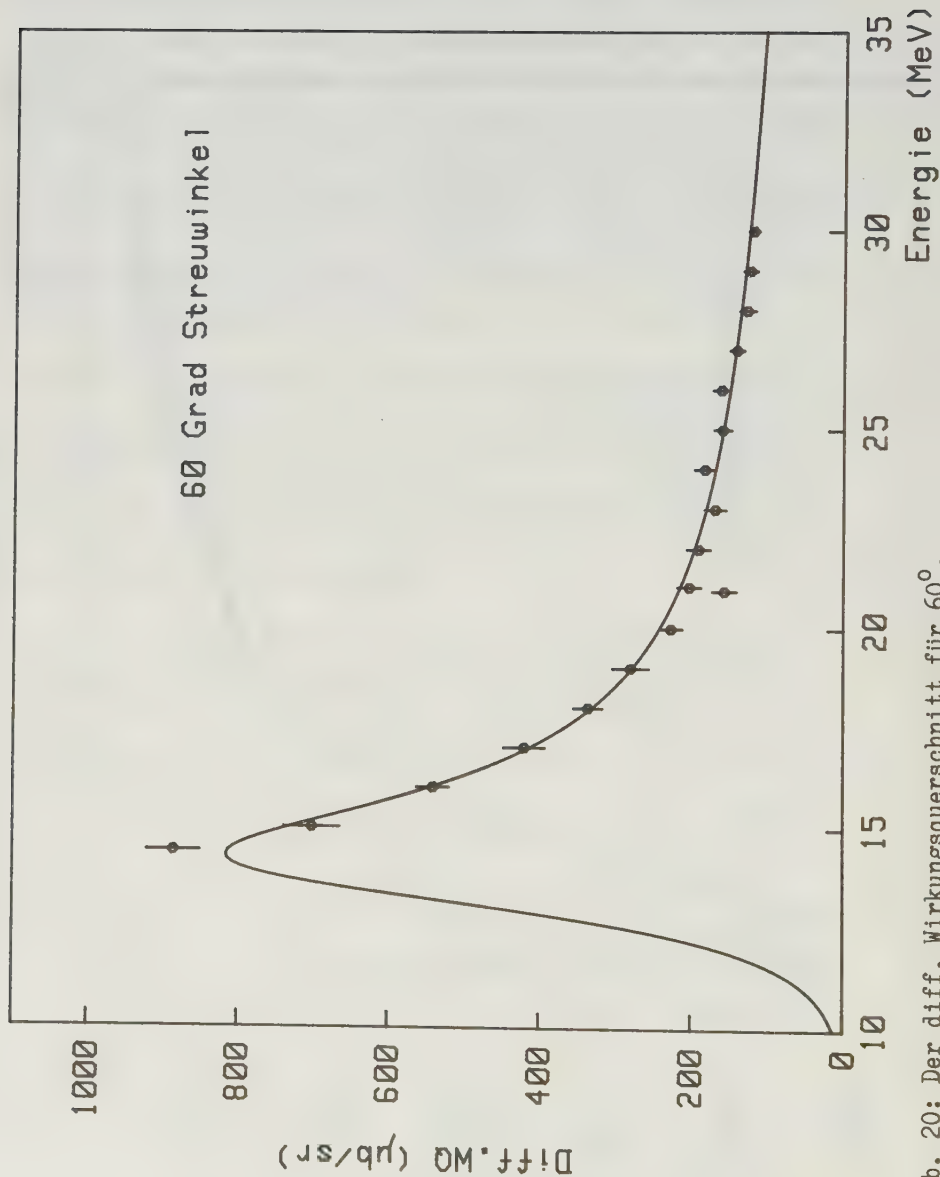


Abb. 20: Der diff. Wirkungsquerschnitt für 60° ,

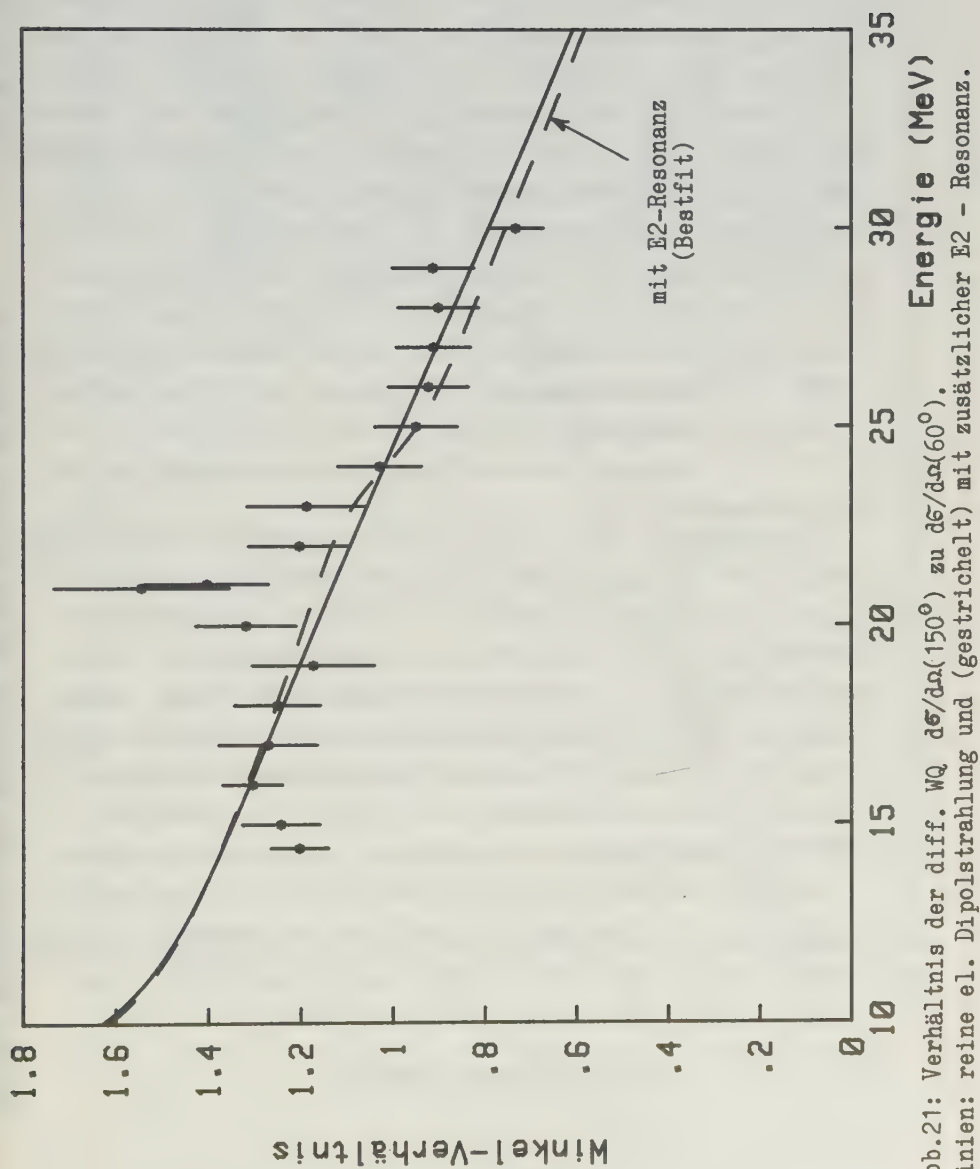


Abb.21: Verhältnis der diff. WQ $\frac{d\sigma}{d\alpha}(150^\circ)$ zu $\frac{d\sigma}{d\alpha}(60^\circ)$.
Linien: reine el. Dipolstrahlung und (gestrichelt) mit zusätzlicher E2 - Resonanz.

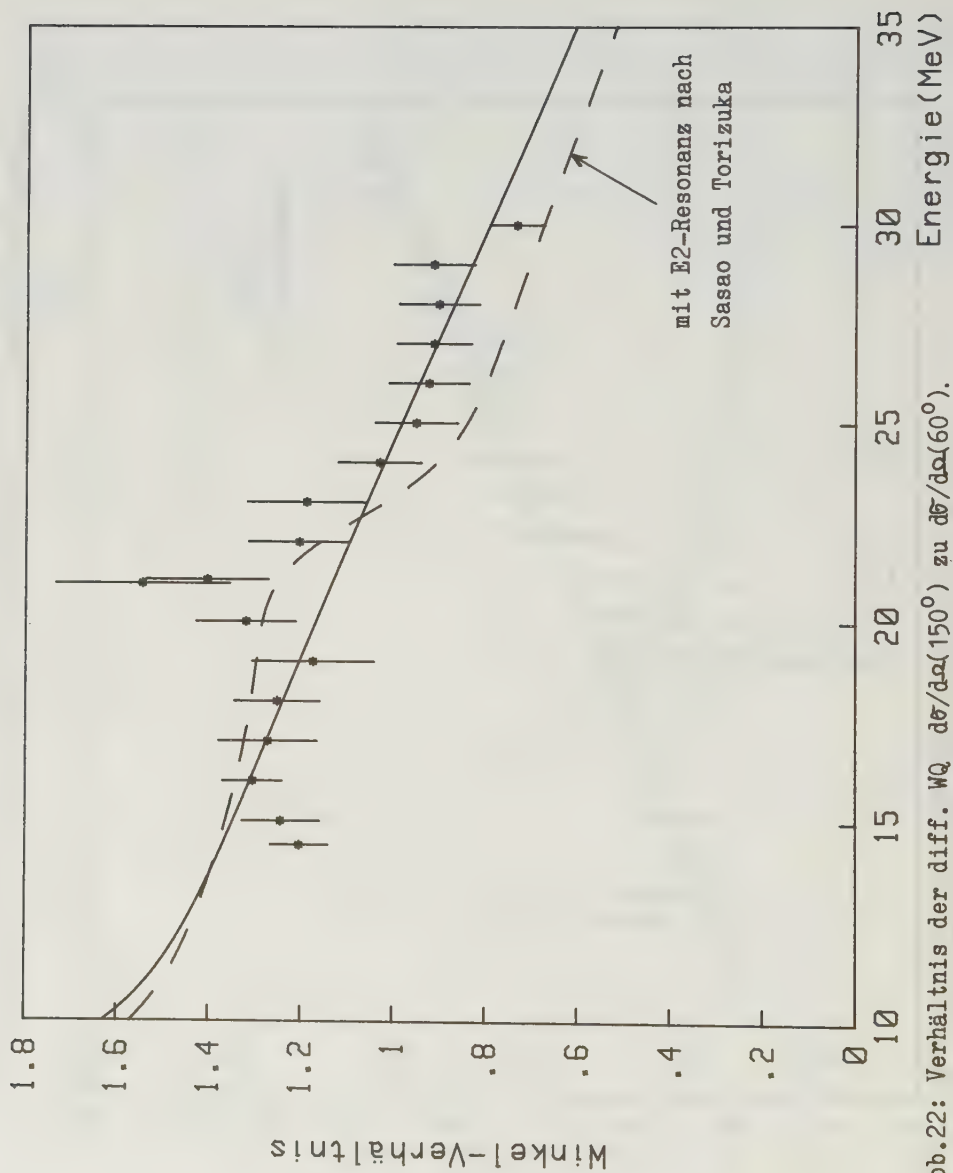


Abb.22: Verhältnis der diff. WQ $d\sigma/d\Omega(150^\circ)$ zu $d\sigma/d\Omega(60^\circ)$.

abhängig vom Streuwinkel ist. Für die Streuung von unpolarisierten Photonen ist diese Interferenz proportional $\cos^3\theta$.²⁵⁾. Versucht man, das Verhältnis der Meßwerte für 150° und 60° durch eine zusätzliche E2 - Riesenresonanz noch besser zu beschreiben, so erhält man als Bestfit die gestrichelte Linie in Abb.21 (die entsprechenden Absolutwerte sind auch in Abb.19 gestrichelt eingezeichnet, bei 60° Streuwinkel jedoch äußert sich diese Resonanz sehr schwach und ist deshalb in Abb.20 nicht eingezeichnet). Sie entspricht einer Resonanz bei 23,9 MeV mit einer Breite von $\Gamma=4,5\text{MeV}$ und einer Resonanzstärke von 25% der isovektoriellen Quadrupolsumme²⁵⁾. Mit dem hierbei ermittelten χ^2 besteht jedoch keine Evidenz für das Vorhandensein dieser Resonanz.

Bei Elektronenstreuemessungen²⁸⁾ wird eine isovektorielle E2 - Resonanz gefunden bei einer Resonanzenergie von 22,5MeV mit einer Breite von 5MeV. Die Stärke dieser Resonanz ist jedoch sehr modellabhängig und kann nicht eindeutig bestimmt werden. Abb.22 zeigt das Winkelverhältnis, wenn man die Daten dieser Resonanz einsetzt und eine Stärke von 100% der isovektoriellen Quadrupolsumme annimmt. Man erkennt, daß damit die Meßpunkte bei 21 MeV besser beschrieben werden als bei reiner Dipolstrahlung, bei Photonenenergien oberhalb 23 MeV liegen die so berechneten Werte jedoch deutlich niedriger als die Meßwerte aus der Photonenstreuung.

5. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Streuanordnung aufgebaut, die es ermöglicht, differentielle Wirkungsquerschnitte auch bei Energien oberhalb des Riesenresonanzgebiets zu bestimmen. Als Photonenquelle dient die am Mainzer Elektronen - Linearbeschleuniger aufgebaute Anlage zur Erzeugung eines Strahls hochenergetischer Positronen und deren Annihilation im Flug. Besondere Sorgfalt wurde auf die Reduzierung störender Untergrundstrahlung verwendet, deshalb war es notwendig, den Aufbau der Photonenquelle an mehreren Punkten zu verbessern.

Als Ergebnis dieser Verbesserungen wurden am ^{208}Pb erstmals die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte für 60° und 150° Streuwinkel im Energiebereich zwischen 14,4 und 30 MeV bestimmt. Es wurde gezeigt, daß diese Messungen Ergebnisse liefern, die innerhalb ihrer statistischen und systematischen Fehler mit Messungen der (γ, xn) - Wirkungsquerschnitte vereinbar sind. Auch machen die Messungen den Einfluß der Kernladungsverteilung deutlich.

Dagegen konnte jedoch nicht nachgewiesen werden, daß in dem gemessenen Energiebereich eine isovektorielle E2 - Riesenresonanz vorhanden ist, obwohl das Verhältnis der Streuquerschnitte von beiden Streuwinkeln bei 21 MeV eine deutliche Abweichung von der Dipolverteilung zeigt. Dieses Verhältnis ist eine empfindliche Größe zur Bestimmung solcher Resonanzen. Möglicherweise wird eine weitergehende Auswertung der Daten unter Berücksichtigung des Quasi - Deuteron - Effekts und der Delbrück - Streuung darüber genauere Auskünfte geben.

Literaturverzeichnis

- 1) W.Harfst, Dissertation, Mainz (1976)
- 2) G.Schmidt, Diplomarbeit, Mainz (1977)
- 3) M.Hammen, Diplomarbeit, Mainz (1977)
- 4) M.Schumacher, Phys.Rev. 182 (1969) 7
- 5) M.Schumacher, F.Smend, I.Borchert, Nucl.Phys.A206(1973)531
- 6) W.R.Johnson, K.-t.Cheng, Phys.Rev. A13 (1967) 692
- 7) H.Arenhövel, private Mitteilung (1978)
- 8) A.Messiah, "Quantenmechanik", Band 2, Verlag Walter de Gruyter (1979) S.491ff
- 9) W.Heinze, Staatsexamensarbeit, Mainz (1978)
- 10) H.Überall, A.Nagl, Zeitschrift f. Physik 258 (1973) 345
- 11) E.Merzbacher, "Quantum Mechanics", Wiley International Edition (1970) S.458
- 12) P.Christillin, M.Rosa-Clot, Il Nuovo Cimento 28A(1975) 29
- 13) B.Ziegler, private Mitteilung (1978)
- 14) P.Papatzakos, K.Mork, Phys.Rev. D12 (1975) 206
- 15) T.Bar-Noy, S.Kahane, Nucl.Phys. A288 (1977) 132
- 16) M.Schumacher, F.Smend, I.Borchert, Phys.Rev.C13(1976)2318
- 17) S.Kahane, O.Shahal, R.Moreh, Phys.Lett. 66B (1977) 229
- 18) A.Hauptmann, Dissertation, Mainz (1972)
- 19) R.Leicht, Dissertation, Mainz (1975)
- 20) K.L.Brown, S.K.Howry, "Transport/360", SLAC-91 (1970)
- 21) J.J.McCarthy, Internal Report, NBS (Nov.1974)
- 22) H.Burckhart, Diplomarbeit, Mainz (1978)
- 23) A.Veyssière et al., Nucl.Phys. A159 (1970) 561
- 24) R.Bergère, Lecture Notes in Physics 108, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1979) S.138
- 25) E.Hayward, Lecture Notes in Physics 61, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1977) S.340
- 26) T.E.O.Ericson, J.Hüfner, Nucl.Phys. B57 (1973) 604
- 27) J.H.Heisenberg, I.Sick, Phys.Lett. 32B (1970) 249
- 28) M.Sasao, Y.Torizuka, Phys.Rev. C15 (1977) 217

Herrn Prof. Dr. B. Ziegler danke ich herzlich für die Themenstellung und Anleitung zu dieser Arbeit.

Für die hervorragende Zusammenarbeit beim Aufbau des Experiments sowie der Durchführung und Auswertung der Messungen bedanke ich mich bei Herrn Dipl. Phys. Karl Peter Schelhaas.

Herrn Karl Heinz Mußhoff danke ich für die tatkräftige Hilfe beim Umbau der Meßanlage und während der Messungen.

Auch bei den übrigen Angehörigen des Instituts möchte ich mich für die hilfreiche Unterstützung bedanken.

Lebenslauf

Am 23.10.1951 wurde ich als Sohn des Schneiders Walter Hammen und seiner Ehefrau Herta Katharina geb. Eppelsheimer in Mainz geboren. Ich wohnte mit meiner Familie in Schornsheim Kreis Alzey-Worms, wo ich auch von 1958 bis 1962 die Grundschule besuchte. Danach wechselte ich an das Staatliche Gymnasium nach Alzey über und bestand dort 1970 die Reifeprüfung.

Zum Wintersemester 1970/71 begann ich das Studium der Physik an der Johannes Gutenberg - Universität Mainz, 1972 legte ich dort die Diplom - Vorprüfung ab. Vom Frühjahr 1975 bis zum Frühjahr 1977 führte ich in der kernphysikalischen Abteilung des Max Planck - Instituts für Chemie in Mainz unter der Leitung von Prof. Dr. B. Ziegler meine Diplomarbeit durch mit dem Thema "Experiment zur elastischen Streuung von 662keV - Photonen am Blei - Atom; Apparatur, Meßprinzip und Ergebnisse". Am 23.6.1977 bestand ich die mündliche Diplomprüfung. Seitdem habe ich als Stipendiat am Max Planck - Institut unter Anleitung von Prof. Dr. B. Ziegler meine Doktorarbeit durchgeführt. Die mündliche Prüfung bestand ich am 23.5.1980.

Am 14.9.1978 heiratete ich die Sozialarbeiterin Gundula geb. Braun und wohne seitdem in Wiesbaden.

